

ACADÉMIE DE MONTPELLIER

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

THÈSE

présentée à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc
pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences Physiques

ONDES DE GAUSS ÉMISES PAR UN LASER A RUBIS,
RÉSEAU DE CARACTÉRISTIQUES.

DÉTERMINATION DE LA DISTRIBUTION RADIALE
DE L'INDICE COMPLEXE DANS LE MILIEU ACTIF.

par

Jean FESQUET

Soutenue le Décembre 1973 devant la Commission d'Examen.

JURY :	M. J. ROIG	Président
	M. M. FRANÇON	} Assesseurs
	M. A. RACHMAN	
	M. C. DELOUPY	



Digitized by the Internet Archive
in 2026

ACADÉMIE DE MONTPELLIER

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

THÈSE

présentée à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc
pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences Physiques

ONDES DE GAUSS ÉMISES PAR UN LASER A RUBIS,
RÉSEAU DE CARACTÉRISTIQUES.

DÉTERMINATION DE LA DISTRIBUTION RADIALE
DE L'INDICE COMPLEXE DANS LE MILIEU ACTIF.

par

Jean FESQUET

Soutenue le Décembre 1973 devant la Commission d'Examen.

JURY :

M. J. ROIG

Président

M. M. FRANÇON

M. A. RACHMAN

M. C. DELOUPY

Assesseurs



LISTE DES PROFESSEURS DE L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

PRESIDENT : J. ROUZAUD

Vice-Présidents : B. CHARLES - G. SAUMADE

Doyens honoraires de l'Université des Sciences et Technique du Languedoc :

P. MATHIAS
B. CHARLES
A. CASADEVALL
P. DUMONTET

Professeurs honoraires de l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc

R. JACQUES	G. DENIZOT	M. MOUSSERON
M. CASTERAS	J. GRANIER	P. CHATELAIN
E. CARRIERE	CH. BOUHET	A. M. VERGNOUX
E. TURRIERE	J. MOTTE	
C. CAUQUIL	J. SALVINIEN	

Secrétaire Général : E. SIAU

Professeurs titulaires :

M.	J. P. ROIG	Physique
Melle	O. TUZET	Zoologie
M.	G. COUCHET	Mécanique supérieure
M.	J. AVIAS	Géologie
M.	P. VIELES	Chimie
M.	R. MAURY (I. P. A.)	Droit
M.	E. KAHANE	Chimie Biologique
M.	J. J. MOREAU	Mécanique rationnelle
M.	B. CHARLES	Mathématiques Pures
M.	R. JOUTY	Physique
M.	R. LEGENDRE	Zoologie
M.	I. ASSENMACHER	Physiologie animale
M.	B. PISTOULET	Physique
M.	CH. ROUMIEU	Analyse supérieure
M.	J. ROBIN	Physique
M.	A. POTIER	Chimie minérale
M.	R. LAFONT	Physique
M.	R. JACQUIER	Chimie
M.	J. FALGUEIRETTES	Minéralogie
M.	J. REGNIER	Chimie
Mme	J. CHARLES	Mathématiques
M.	P. CAILLON	Physique
M.	J. ROUZAUD	Chimie
M.	CH. SAUVAGE	Botanique
M.	H. CHRISTOL (E. N. S. I.)	Chimie
Mme	G. VERNET	Biologie animale
M.	L. CECCHI	Physique
M.	H. ANDRILLAT	Astronomie
M.	M. SAVELLI	Physique
M.	M. MATTAUER	Géologie

M.	L.EUZET	Zoologie
M.	C.DELOUPY	Physique
M.	L.GRAMBAST	Botanique
M.	A.BONNET	Botanique
M.	G.LAMATY	Chimie
M.	R.MARTY	Psychophysiologie
Mme	S.ROBIN	Physique
M.	R.CORRIU (I.U.T.)	Chimie
Mme	N.PARIS	Physiologie végétale
M.	J. ZARZYCKI	Sciences des matériaux (Physique des Solides)
M.	S.GROMB	Chimie physique
M.	F.SCHUE	Chimie organique
M.	M.MAURIN	Chimie minérale
M.	P.SABATIER	Mathématiques
M.	L.THALER	Paléontologie
M.	E.GROUBERT	Physique
M.	M.ROUZEYRE	Physique

Professeurs sans chaire :

M.	G.TOURNE	Chimie
M.	J.REMY	Géologie
M.	P.DEMANGEON	Géologie
Mme	H.GUASTALLA	Biologie physico-chimique
M.	R.LENEL	Biologie animale
M.	F.PROUST	Géologie
M.	A.BASSOMPIERRE	Physique
M.	N.ROBY	Mathématiques
M.	R.GAUFRES	Chimie
P.	J.PARIS	Zoologie
M.	G.BOUGNOT	Physique
M.	P.MOLINO	Mathématiques
M.	J.LEGRAND	Physiologie animale
M.	R.JONARD	Botanique
M.	R.CANO (I.U.T.)	Mesures physiques
M.	JP.FILLARD (I.U.T. NIMES)	Génie électrique
M.	JM. MORETTI	Biochimie
M.	JL. IMBACH	Chimie
M.	H.MATHIEU	E.E.A. Electronique
M.	C.DURANTE	Automatique
M.	L.GIRAL	Chimie organique
M.	M.AMANIEU (Sciences et Techniques)	Hydrologie et mariculture
M.	M.DENIZOT	Biologie végétale
M.	B.BRUN	Chimie physique
M.	JD. BAYLE	Physiologie animale
M.	G.LECOY (I.U.T)	Génie électrique

Professeurs associés :

M.	E. AKUTOWICZ	Mathématiques
M.	A. MICALI	Mathématiques
M.	C. VAGO	Biologie animale
M.	L. DAUZIER	Physiologie animale
M.	F. WINTERNITZ	Chimie organique
M.	R. SENOUILLET	Economie et gestion
M.	C. MAURIN	Biologie animale
Mme	M. VAN CAMPO	Biologie végétale
M.	P. GALZY	Biochimie
M.	E. VERDIER	Chimie générale
M.	E. SERVAT	Géologie

Maitres de Conférences :

M.	G. LOUPIAS	Mathématiques
M.	CH. CASTAING	Mathématiques
M.	R. HAKIM	Mathématiques
Mme	M. HAKIM	Mathématiques
M.	F. HALLE	Biologie végétale
M.	G. MASCHERPA	Chimie
M.	F. LAPSCHER	Mathématiques
M.	J. GARCIA (I.U.T.)	Génie mécanique
M.	L. LASSABATERE (I.U.T.) ...	Mesures physiques
M.	C. GOUT	Physique
M.	JP. TRILLES (I.U.T.)	Biologie appliquée
M.	G. BORDURE (I.U.T.)	Génie électrique
M.	Y. PIETRASANTA (E.N.S.I.)...	Chimie appliquée
M.	J. CROUZET (Sciences et Techniques)	Biologie appliquée
M.	A. COMMEYRAS	Chimie organique
M.	JL. ROBERT (IUT NIMES).....	Génie électrique
M.	P. LOUIS	Géophysique appliquée
Mlle	M. LEVY (I.U.T.)	Chimie
M.	J. LAGARRIGUE (I.U.T.)	Biologie appliquée
M.	CL. DROGUE (Sciences et Techniques)	Hydrogéologie
M.	P. GENESTE (E.N.S.I.).....	Chimie physique appliquée
M.	J. CHEFFTEL (Sciences et Techniques)	Biologie appliquée à l'alimentation
M.	M. AVEROUS (I.U.T. NIMES)	Génie électrique
M.	B. LEMAIRE (Sciences et Techniques)	Mathématiques appliquées
		Informatique
M.	M. VALADIER	Mathématiques
M.	O. MAISONNEUVE (I.U.T.) ...	Informatique
M.	P. DELORD	Physique
M.	M. GODRON	Ecologie végétale
M.	P. BESANCON	
M.	C. BENOIT	Physique
M.	P. JEANTEUR	Biochimie

Ce travail a été réalisé au laboratoire d'Optique Physique de l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc sous la direction de Monsieur le Professeur J. Roig.

C'est pour moi l'occasion de le remercier pour l'intérêt avec lequel il a dirigé ce travail et pour les conseils dont il m'a fait constamment bénéficier. Je suis heureux de pouvoir lui faire part de ma profonde gratitude.

Monsieur le Professeur M. Françon, Professeur à l'Université Paris VI m'a fait l'honneur de bien vouloir accepter de faire partie du Jury de cette thèse. Je lui exprime mes sentiments respectueux et très reconnaissants.

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur le Professeur A. Rachman, Professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers qui a consenti à venir à Montpellier pour juger ce travail.

Je suis très sensible à l'intérêt que Monsieur le Professeur C. Deloupy a bien voulu apporter à mon travail en acceptant de faire partie de ce Jury ; je l'en remercie vivement.

Une partie de ce travail a été faite en collaboration avec Monsieur H. Irla assistant au laboratoire avec qui nous formons désormais une équipe ; qu'il veuille bien trouver ici mes remerciements les plus amicaux.

Je n'oublierai pas tous ceux qui durant ces dernières années m'ont apporté leur aide et en particulier le personnel technique du laboratoire qui a contribué très efficacement à la réalisation pratique du montage. C'est avec beaucoup de plaisir que je leur exprime à tous mes remerciements.

INTRODUCTION -

Si on peut facilement relier les propriétés géométriques du faisceau émis par un laser à gaz He-Ne aux caractéristiques de la cavité optique, dans le cas d'un laser à rubis équipé d'une cavité optique de Pérot-Fabry à miroirs plans (P.F.p.) le problème est beaucoup plus complexe.

Après avoir passé en revue l'ensemble des travaux expérimentaux et théoriques publiés, EVTUHOV et NEELAND (1) concluaient :

"Les propriétés du faisceau intense et directif émis par un laser à rubis équipé d'une cavité de Pérot et Fabry à miroirs plans (P.F.p.) ne confirment pas la théorie des modes stationnaires d'une cavité P.F.p. de FOX et LI (51) mais la théorie de BOYD et GORDON qui s'applique au cas des cavités optiques confocales (46). Pendant l'effet laser il apparaîtrait dans le rubis une variation de l'indice de réfraction.

Simultanément, une portion de l'énergie lumineuse donnera naissance, par le jeu des réflexions multiples sur les miroirs plans terminaux, aux anneaux d'interférence de Pérot et Fabry dans le plan focal d'un objectif, les premiers anneaux étant masqués par le faisceau principal."

Pendant la durée de l'effet laser, l'ensemble rubis et cavité optique de Pérot-Fabry à miroirs plans se comporterait comme une cavité à miroirs sphériques, par rapport au faisceau principal et comme une cavité à miroirs plans, par rapport à la lumière qui donne naissance aux anneaux d'interférence localisés à l'infini. Il est vraisemblable qu'au cours de l'émission d'un "Spike" (impulsions lumineuses de quelques microsecondes) ces deux comportements ne sont pas simultanés.

En outre, l'expérience montre que l'on observe des anneaux d'interférence non localisés au voisinage du faisceau principal, sans interposition d'une lentille. En résumé, l'émission du rubis se composera :

- d'un faisceau intense à faible divergence,
- d'anneaux de faible intensité centrés sur le faisceau.

Pour relier les paramètres du faisceau laser aux caractéristiques du laser à rubis équipé d'une cavité optique P.F.p. plusieurs problèmes restent à résoudre :

Il est d'abord nécessaire de proposer un mécanisme satisfaisant qui rende compte de la présence des anneaux non localisés, qui entourent le faisceau principal.

Comme pendant la durée très brève du flash ($\sim 10^{-3}$ sec) l'intensité lumineuse varie sous forme d'impulsions désordonnées de durée moyenne une microseconde (Spikes), il faudra étudier expérimentalement l'évolution, au cours du temps, des paramètres des ondes associées au faisceau principal.

Pour mettre en évidence la nature de ces ondes il convient de plus d'étudier expérimentalement les variations de leurs paramètres avec l'énergie de pompage et la longueur de la cavité.

Dans les travaux antérieurs la théorie de la propagation des ondes dans le cas du laser à rubis équipé d'une cavité P.F.p. s'est développée de deux manières différentes : certains auteurs (8) ont essayé de déduire les propriétés du faisceau laser à partir de l'étude de la propagation des ondes dans l'approximation de l'optique physique. On peut, soit tenir compte des effets de diffraction par les bords des miroirs terminaux, (c'est le cas des travaux déjà cités de FOX et LI et BOYD et GORDON), soit les négliger. Il faut noter que dans ces théories les auteurs n'ont pas tenu compte des propriétés du milieu actif.

D'autres auteurs (61) ont traité le même problème à partir de la théorie des oscillations multimodes d'une cavité parallélépipédique dont une dimension est infinie. Nous discuterons chacun des résultats théoriques qui seront comparés avec nos résultats expérimentaux. Les désaccords qui apparaissent dans cette confrontation nous conduiront à proposer de nouvelles hypothèses qui rendent compte de l'établissement d'un régime pseudo-stationnaire dans la cavité. Nous serons amenés à mettre en évidence une répartition radiale de l'indice de réfraction et du coefficient d'amplification dans le rubis.

On doit remarquer que ces variations, qui entraînent des effets de focalisation du milieu rubis, seraient moins apparentes si le rubis était placé dans une cavité à miroirs sphériques. Les effets de focalisation par les miroirs sphériques sont en effet relativement plus importants.

Nous indiquons rapidement les grandes lignes de ce mémoire. Dans le premier chapitre, nous définirons la nature des ondes gaussiennes qui peuvent se propager dans une cavité P.F.p.. Après une étude expérimentale du phénomène (Chapitre 2) nous décrirons le mécanisme de la formation des anneaux non localisés qui entourent le faisceau principal. Dans le chapitre 3, pour illustrer nos hypothèses nous étudierons la figure d'interférence donnée par un interféromètre de Pérot et Fabry éclairé par une source ponctuelle. Nous abordons ensuite l'étude du faisceau principal. Nous décrivons dans les chapitres 4 et 5 les méthodes utilisées pour en mesurer les paramètres géométriques : pratiquement cette étude a porté sur le mode fondamental TEM_{00} . Les résultats des mesures sont rassemblés dans les chapitres 6 et 7 ; nous traçons ainsi les réseaux de caractéristiques des rubis. Le mécanisme de la formation du faisceau principal fait l'objet des chapitres 8 et 9. Le dernier chapitre propose une théorie originale concernant l'établissement d'un régime pseudo-stationnaire, qui permet de rendre compte de l'ensemble des observations.

^^^

P R E M I E R E P A R T I E

CARACTERES GENERAUX D'UN LASER A RUBIS ET D'UNE ONDE PROGRESSIVE DE GAUSS -

Après un bref rappel des caractéristiques générales d'un laser à rubis fonctionnant en relaxé, nous déterminons dans le premier Chapitre, les propriétés d'une onde progressive de Gauss.

Nous montrons en particulier comment à partir de la formule de KIRCHHOFF, on peut retrouver les résultats déduits de l'équation générale de HELMHOLTZ.

~~~~~



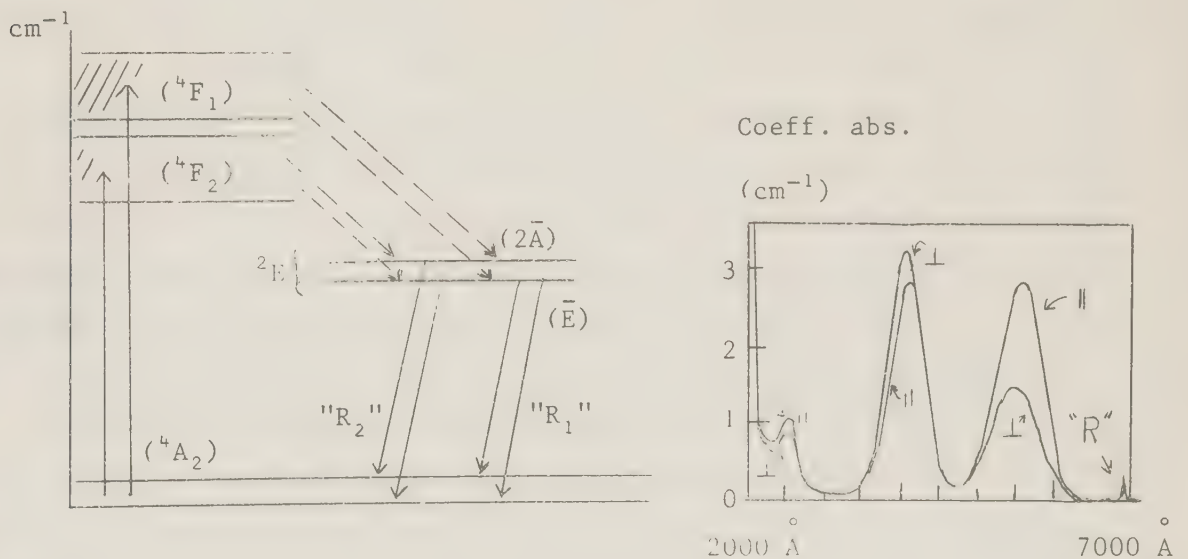
## GENERALITES -

Pour décrire un laser on distinguera trois parties principales :

1. le milieu amplificateur
2. le système de pompage optique
3. la cavité optique.

### 1 - LE MILIEU AMPLIFICATEUR -

Il s'agit d'un cristal de rubis synthétique ( $Al_2O_3$  dopé au  $Cr^{+++}$ ) qui peut être obtenu soit par la méthode de fusion de flamme de Verneuil, soit par la méthode de Czochralski. On trouvera des renseignements détaillés concernant ce matériau dans l'ouvrage de Levine (1). Nous reproduisons figure 1 le schéma des niveaux d'énergie ainsi que le spectre d'absorption d'un rubis dopé à 0,035 % de  $Cr^{3+}$  communiqué par Maiman (2)



Lumière incidente : parallèle (//) ou perpendiculaire ( $\perp$ ) à l'axe optique.

Figure 1 -

Les transitions  ${}^4A_2 \rightarrow {}^4F_2$  , et  ${}^4A_2 \rightarrow {}^4F_1$  , sont appelées transitions de pompage. Les deux transitions lasers  $2\bar{A} \rightarrow {}^4A_2$  et  $\bar{E} \rightarrow {}^4A_2$  notées " $R_2$ " et " $R_1$ " , correspondent à  $T = 300^\circ K$  aux longueurs d'onde  $\lambda = 6929 \text{ \AA}$  et  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$  , la transition " $R_1$ " est la plus intense. Pour simplifier l'exposé on a l'habitude de noter le niveau fondamental  $E_1$  , les deux niveaux de pompages ( ${}^4F_2$  ,  ${}^4F_1$ ) niveaux  $E_3$  et les niveaux  ${}^2E$  niveaux  $E_2$  .

### 1.1. - PROPRIETES SPECTROSCOPIQUES DU MATERIAU RUBIS.

La position des niveaux d'énergie du rubis varie avec la température. A  $77^\circ K$  la longueur d'onde de la transition " $R_1$ " est  $\lambda = 6934 \text{ \AA}$  . Les niveaux  $2\bar{A}$  et  $\bar{E}$  ont chacun un poids statistique  $g = 2$  . L'état fondamental  ${}^4A_2$  est un doublet de largeur  $0,4 \text{ cm}^{-1}$  , chacun des deux niveaux est lui-même doublement dégénéré. A la température ordinaire on pourra considérer le niveau fondamental comme un niveau simple de poids statistique  $g = 4$  .

La largeur des raies d'émission dépend de la température. Pour la raie " $R_1$ " quand  $T$  passe de  $300^\circ K$  à  $77^\circ K$  la largeur  $\Delta\nu$  de la raie passe de 200 à 15 G.c/sec.

La durée de vie de la raie " $R_1$ " pour l'émission spontanée est  $\tau = 2,9 \times 10^{-3} \text{ sec}$  , pour la raie " $R_2$ " ,  $\tau > 3 \times 10^{-3}$  . On appelle efficacité quantique le pourcentage des transitions  $E_2 \rightarrow E_1$  spontanées ou stimulées que l'on obtient à partir de la transition de pompage  $E_1 \rightarrow E_3$  .

Pour le rubis ce facteur est égal à 1 à basse température et à 0,7 à la température ordinaire pour la totalité de la raie de fluorescence. Les raies " $R_1$ " et " $R_2$ " ne représentent qu'une partie du spectre de fluorescence et leur efficacité quantique entre  $77^\circ K$  et  $300^\circ K$  reste voisine de 0,54 . Pour simplifier les calculs nous prendrons l'efficacité quantique relative aux transitions laser égale à 1 , mais en fin de calcul il sera nécessaire de doubler les puissances de pompage.

Enfin, on admettra que les temps de relaxation lors du mécanisme laser sont relativement faibles et que les niveaux excités sont à l'équilibre thermodynamique, sauf peut être au moment où se déclenche l'impulsion laser. (Spike).

## 1.2. - EVALUATION DES POPULATIONS RELATIVES DES DIFFERENTS NIVEAUX.

A partir de la formule de Boltzmann on peut évaluer les populations  $n_2'$  et  $n_2''$  des niveaux inférieur et supérieur formant le niveau  $E_2$ .

$$\frac{n_2''}{n_2'} = 0,58 \quad \text{à} \quad T = 77^\circ\text{K} \quad ; \quad \frac{n_2''}{n_2'} = 0,87 \quad \text{à} \quad T = 300^\circ\text{K}.$$

En conséquence, à la température ordinaire la transition " $R_1$ " sera la plus intense. (3)

Si nous appelons  $n_0$  le nombre total d'atomes actifs par unité de volume et  $n_1$  la population du niveau fondamental on pourra écrire :

$$n_0 = n_1 + n_2' + n_2'' \quad .$$

On pourra en effet, négliger la population du niveau de pompage  $E_3$  dont la durée de vie  $\tau \ll 3 \times 10^{-3}$  sec.

A l'inversion, pour le niveau le plus bas on aura :

$$n_2' - \frac{g_2}{g_1} n_1 = 0 \quad . \quad \text{Comme} \quad g_2 = 2 \quad \text{et} \quad g_1 = 4 \quad ; \quad n_2' = \frac{n_1}{2} \quad .$$

Il résulte que à  $300^\circ\text{K}$   $n_1 = 0,516 n_0$  ,  $n_2 = n_2' + n_2'' = 0,484 n_0$  ,  
 $n_2' = 0,259 n_0$  ,  $n_2'' = 0,225 n_0$  et  $n_2 = 0,935 n_1$  .

Par conséquent on pourra admettre en première approximation :

$$n_2 = n_1 = \frac{n_0}{2} \quad ,$$

à l'inversion quand on opère à la température ordinaire. Cette approximation revient à donner aux niveaux  $E_1$  et  $E_2$  du schéma simplifié les poids statistiques  $g = 4$ .

A  $77^\circ\text{K}$  on aurait :  $n_2'' = 0,58 n_2'$  ;  $n_2 = 0,79$   $n_1 = 0,44 n_0$

Il sera plus facile de réaliser l'inversion à basse température, d'une part parce que  $n_2$  est plus faible, d'autre part parce que l'efficacité quantique du système est plus élevée.

Les rubis que nous avons utilisés se présentent sous la forme de barreaux cylindriques de 50 à 60 mm de longueur et 5 à 6 mm de diamètre.

## 2. LE SYSTEME DE POMPAGE -

Rappelons que l'on trouvera un exposé complet sur les différents systèmes de pompage dans les ouvrages de Levine et Ross (1) (4). Nous avons utilisé une lampe flash à décharge, hélicoïdale, en quartz contenant du xénon afin d'obtenir une illumination de symétrie cylindrique à l'intérieur du rubis (5). Cette lampe est alimentée par une batterie de condensateurs qui fournit 1800 J sous 5 kV.

De l'étude de la lampe flash que nous avons faite (6) nous retiendrons les résultats suivants :

- L'énergie lumineuse émise par une lampe flash au cours d'un tir est pratiquement indépendante du nombre de tirs effectués ainsi que de la température de cette lampe ;

- L'énergie lumineuse fournie par la lampe flash est bien une fonction linéaire de la tension d'alimentation (7). Figure 1.2 ( $W_{\perp}$  et  $W_{//}$  représentent les énergies lumineuses relatives mesurées dans les directions perpendiculaires et parallèles à l'axe de symétrie de la lampe).

### 3. LES CAVITES RESONANTES - (8)

Les cavités résonantes ou cavités optiques utilisées dans les lasers sont des systèmes centrés formés de miroirs sphériques ou plans placés à une distance  $L$  l'un de l'autre.

#### 3.1. -

Une étude rigoureuse de ces systèmes ne peut se faire que dans le cadre de la théorie électromagnétique. On remarque cependant que la cavité optique diffère de la cavité électromagnétique par :

- ses dimensions qui sont très grandes devant la longueur d'onde ;
- ses parois latérales qui ne sont pas réfléchissantes. En particulier la surface latérale de nos rubis est dépolie.

Etant donné la complexité du problème théorique on a recours à différentes approximations :

- l'approximation de l'optique géométrique nous permettra de définir les conditions que doit remplir une cavité optique pour que les rayons lumineux se propageant à l'intérieur de cette cavité ne sortent pas par les faces latérales ;
- l'approximation de l'optique physique, grâce à la théorie de la diffraction, permet d'étudier la propagation des ondes lumineuses dans la cavité et d'en déduire les propriétés du faisceau émis.

#### 3.2. - LES CAVITES OPTIQUES DANS L'APPROXIMATION DE L'OPTIQUE GEOMETRIQUE.

(9 à 12)

Pour caractériser, du point de vue géométrique, une cavité optique il suffit de connaître  $L$ , distance des miroirs  $R_1$  et  $R_2$  les rayons de courbures de chacun des miroirs. Afin de respecter les conditions de Gauss, on ne considère que les rayons paraxiaux, c'est-à-dire les rayons qui restent

toujours voisins de l'axe optique et qui sont contenus dans un plan méridien passant par cet axe. Soit  $O$  un point choisi comme origine sur l'axe  $z'z$  (Figure 3).  $M$  un point voisin de cet axe et  $H$  la projection de  $M$  sur  $z'z$ .

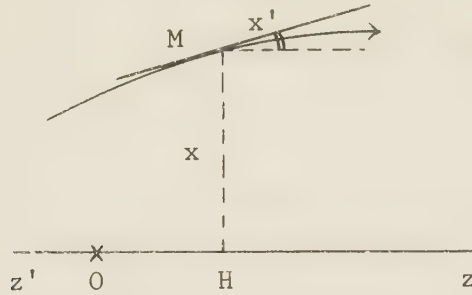


Figure 3 -

On pourra repérer dans le plan de la figure le point  $M$  par les coordonnées,  $x = MH$  et  $z = OH$ . Appelons  $x'$  le coefficient angulaire de la tangente à un rayon paraxial passant par  $M$ ;  $x$  et  $x'$  définissent la position du rayon paraxial en  $M$ . Si à un point  $M_1$  on fait correspondre, à travers un système optique, un point  $M_2$ , on montre qu'il existe entre les paramètres  $x$  et  $x'$  du rayon paraxial considéré à l'entrée et à la sortie du système une relation de la forme,

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix},$$

$A, B, C, D$ , éléments de la matrice de transfert qui caractérise le système optique considéré. On montre que l'on a en général :  $AD - BC = 1$ .

Une cavité optique peut ainsi être définie par une matrice de transfert. A l'aide de cette matrice on peut montrer qu'une cavité optique sera stable, c'est-à-dire, que les rayons lumineux ne sortiront pas par les faces latérales si la relation suivante est vérifiée

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1.$$

On a schématisé cette condition dans la figure 4. On remarque que la cavité Pérot-Fabry que nous allons utiliser est à la limite des conditions de stabilité. Cette cavité n'est stable que pour les rayons parallèles à l'axe optique. sur la figure 4 la zone de stabilité est localisée dans les parties comprises entre les axes et les hyperboles.

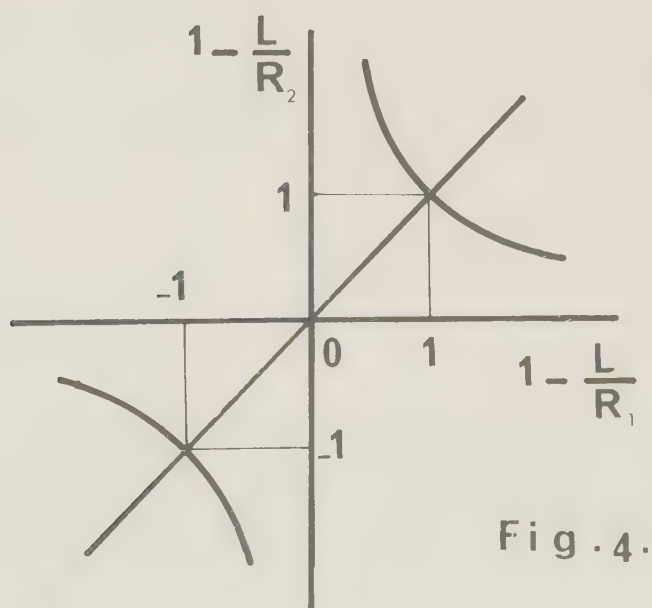
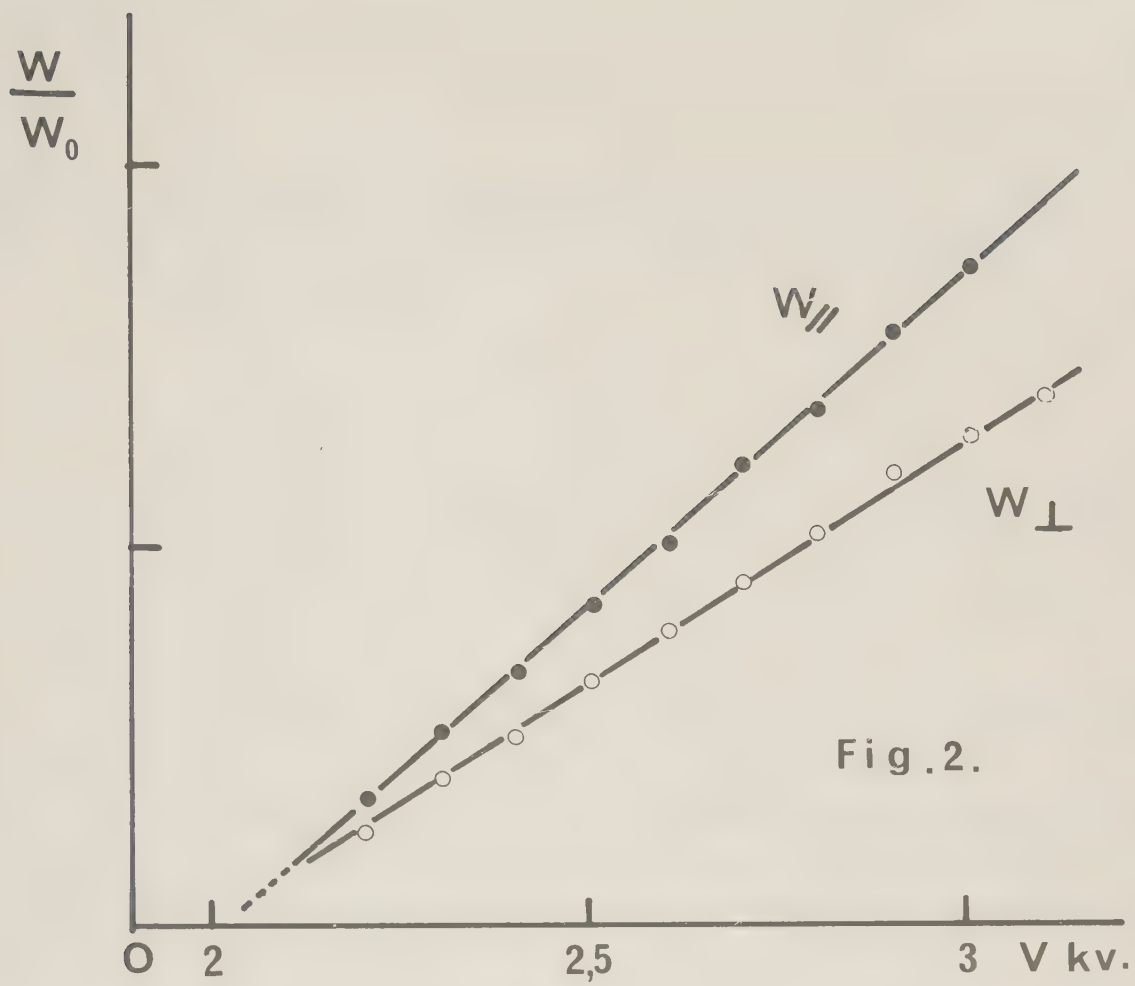
#### 4 - DESCRIPTION QUALITATIVE DU FAISCEAU LASER -

Quand le rubis est placé à l'intérieur d'une cavité optique de Pérot et Fabry à miroirs plans, à la température ordinaire, on observera lors de l'effet laser une série d'impulsions désordonnées (Spikes) très brèves ( $\sim 10^{-6}$  sec) pendant quelques millisecondes. (1.3.4)

Le faisceau émis est très directif et dans un plan de section droite les taches lumineuses très intenses auront des formes caractéristiques (36). A chaque forme correspondra un mode de propagation noté  $TEM_{mn}$ . Le mode le plus simple ou fondamental noté  $TEM_{00}$ , Figure 5.1, correspond à une tache circulaire dont l'intensité lumineuse de symétrie circulaire obéit le long d'un rayon à une loi de Gauss. Nous donnons sur cette même photo les modes  $TEM_{1.0}$  et  $TEM_{2.0}$  fréquemment observés. L'apparition de ces modes est liée à la précision du réglage. S'il est correct on doit observer le mode fondamental. Il faut noter que la régularité des taches est liée à la qualité optique du rubis.

Autour de ces taches intenses qui correspondent au faisceau principal on observe généralement des anneaux d'interférence non localisés. Nous étudierons la formation de ces anneaux dans la deuxième partie.







## CHAPITRE 1 - PROPAGATION D'UNE ONDE PROGRESSIVE DE GAUSS A L'INTERIEUR D'UNE CAVITE DE PEROT FABRY - Définition des paramètres caractéristiques.

Dans ce chapitre nous étudions les caractéristiques de l'onde de Gauss qui peut se propager à l'intérieur d'une cavité de Pérot Fabry plan (PFp) tant que les phénomènes de diffraction par les bords des miroirs restent négligeables. (13,14)

Considérons un interféromètre de Pérot et Fabry à faces planes d'épaisseur  $d$ . Pour développer nos calculs nous admettrons :

- a• que les faces terminales du barreau se comportent comme des surfaces diffractantes et que l'amplitude de l'onde sur le bord des miroirs reste négligeable. Nous verrons par la suite que cette hypothèse est expérimentalement vérifiée ;

- b• que la surface latérale de la cavité ne réfléchit pas la lumière qui se propage à l'intérieur de la cavité, c'est-à-dire qu'elle se comporte comme une surface absorbante (ou librement ouverte) ;

- c• que le milieu à travers lequel se propage l'onde est inactif. Nous examinerons plus tard le rôle du milieu actif.

### 1 - L'INTEGRALE GENERALE -

Nous allons développer nos calculs en nous appuyant sur la théorie de la diffraction de Kirchhoff et le principe de Huygens (15). Nous traiterons le problème, dans un premier temps, sous son aspect le plus général.

Considérons une ouverture diffractante  $(\Sigma)$  percée dans un écran opaque  $(E)$ . On choisira l'origine des phases au point  $O$  centre de gravité de l'ouverture.  $Oz$  est la normale en  $O$  au plan  $(E)$ . On a placé à une distance  $d$ , sur  $Oz$ , de l'ouverture un écran d'observation  $(\pi)$  normal à  $Oz$ ,  $d$  est supposé grand devant les dimensions de l'ouverture  $(\Sigma)$ . Mais les dimensions de  $(\Sigma)$  seront très grandes devant la longueur d'onde  $\lambda$  de la lumière laser.  $C$  est le point où  $Oz$  perce le plan  $(\pi)$ ; nous le prendrons pour origine dans  $(\pi)$ .

Soient  $Ox, Oy$  deux axes rectangulaires, dans le plan  $(E)$ ;  $CX, CY$ , deux axes parallèles à  $Ox, Oy$  (Figure 1.1).

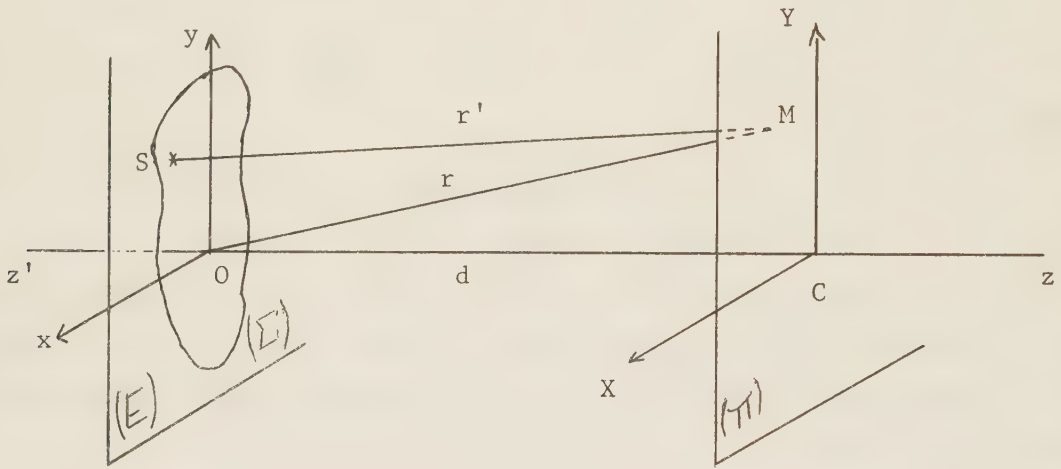


Figure 1.1 -

Donnons-nous sur  $(\Sigma)$  une distribution pupillaire de la forme :

$$f(x,y) = A(x,y)e^{j\phi(x,y)},$$

avec  $\phi(0,0) = 0$ . Soit  $d\sigma = dx dy$  un élément de surface entourant un point  $S(x,y)$  de  $(\Sigma)$ . L'amplitude résultante  $\varepsilon(M)$  en un point  $M$  de coordonnées  $X,Y$  de  $(\pi)$  sera donnée par la formule de Kirchhoff,

$$\varepsilon(M) = \frac{j}{\lambda} \iint_{(\Sigma)} f(x,y) \frac{e^{-jkr'}}{r'} \frac{\cos\theta + \cos\theta'}{2} d\sigma \quad .1.$$

Nous supposons que l'amplitude de  $f$  décroît quand on s'écarte de  $O$  et qu'elle est négligeable sur les bords de  $(\Sigma)$  ; on peut étendre alors l'intégration à tout le plan  $\Sigma$  .

Soit  $S$  un point courant de  $\Sigma$   $r' = SM$  ;  $r = OM$  ;  $\theta'$  , angle que fait la normale à l'onde incidente avec  $Oz$  ;  $\theta$  angle que fait  $Oz$  avec  $SM$  .

Nous supposons que  $\theta' \sim \theta$  ce qui revient à admettre que l'onde incidente a une faible courbure et qu'elle est presque tangente au plan  $(E)$  . De plus  $d$  étant grand devant les dimensions de l'ouverture et  $\lambda$  petit devant ces dimensions, on admettra que  $\theta$  reste petit. On aura par conséquent quelque soit le point  $M$  considéré,

$$\frac{1}{2} (\cos\theta + \cos\theta') \sim 1 \quad .$$

Cette approximation revient à négliger les termes du deuxième ordre pour l'amplitude réelle.

Calculons la phase de l'intégrant de .1.. En négligeant les termes à la puissance 4 on pourra écrire :

$$r' - r \sim \frac{x^2 + y^2}{2d} - \frac{xX + yY}{d} \quad , \quad .2.$$

la formule de Kirchhoff deviendra :

$$\epsilon(X,Y) = \frac{je^{-jkr}}{\lambda d} \iint f(x,y) e^{-jk \frac{x^2 + y^2}{2d}} e^{jk \frac{xX + yY}{d}} dx dy \quad . \quad .3.$$

Posons :  $\epsilon(X,Y) = jG(X,Y) e^{-jkr}$  ,

$$G(X,Y) = \frac{1}{\lambda d} \iint f(x,y) e^{-jk \frac{x^2 + y^2}{2d}} e^{jk \frac{xX + yY}{d}} dx dy \quad . \quad .4.$$

et :  $u = x/\sqrt{\lambda d}$  ,  $v = y/\sqrt{\lambda d}$  ;  $U = X/\sqrt{\lambda d}$  ,  $V = Y/\sqrt{\lambda d}$  .

si :  $H(u,v) = f(u,v) e^{-\pi j(u^2 + v^2)}$  ;  $\epsilon(u,v) = jG(U,V) e^{-jkr}$  ,

l'expression .3. deviendra :

$$G(U,V) = \iint H(u,v) e^{j2\pi(uU + vV)} du dv , \quad .5.$$

ou encore :  $G(U,V) \xrightarrow{TF} H(u,v)$  .

### Signification physique de ces résultats

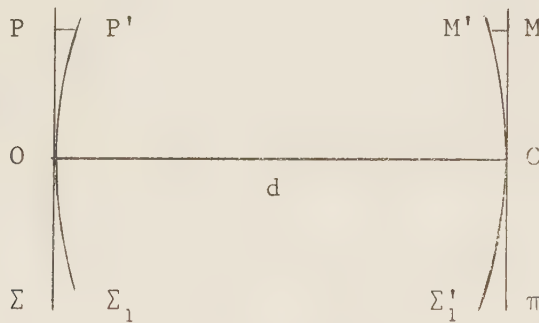


Figure 1.2 -

Traçons dans un plan méridien à partir de O et de C comme centres deux cercles de rayon d (Figure 1.2). On supposera OP et CM dans un même plan. On peut facilement montrer que :

$$PP' = \frac{x^2 + y^2}{2d} = \frac{\rho^2}{2d} \quad \text{avec} \quad \rho = OP ,$$

$$MM' = \frac{X^2 + Y^2}{2d} = \frac{R^2}{2d} \quad \text{avec} \quad R = CM ,$$

PP' et MM' sont parallèles à OZ .

La fonction  $H(x,y) = f(x,y) e^{-jk(\rho^2/2d)}$  représente l'état vibratoire de  $P'$  ou la distribution de l'amplitude complexe sur la surface sphérique  $\Sigma_1$  de centre  $C$  et de rayon  $d$ . De même la fonction  $\epsilon(X,Y) = jG(X,Y) e^{-jkd} e^{-jk(R^2/2d)}$  représentera la distribution de l'onde diffractée dans le plan  $(\pi)$ . La fonction  $K(X,Y) = jG(X,Y) e^{-jkd}$  représente la distribution de l'amplitude complexe sur la sphère  $\Sigma_1'$  de rayon  $d$  centrée sur  $O$ . On pourra écrire :

$$K(U,V) = e^{-jkd} \cdot \text{TF} [H(u,v)]$$

A un facteur constant près, la transformée de Fourier de la distribution de l'amplitude complexe sur  $\Sigma_1$  sera la distribution de l'amplitude complexe sur  $\Sigma_1'$ . Notons que, si  $d \rightarrow \infty$  on retombe sur l'approximation de Fraunhofer.

## 2 - ETUDE DE L'ONDE PROGRESSIVE DE GAUSS -

On supposera que l'onde qui arrive sur  $(\Sigma)$  est une onde plane, mais que l'amplitude est donnée par une distribution de Gauss. Appelons  $W_0$  le paramètre qui règle la largeur du faisceau dans ce plan. On aura :

$$f(x,y) = A \exp[-(x^2 + y^2)/W_0^2]$$

ou :

$$f(u,v) = A \exp - (\lambda d / W_0^2) (u^2 + v^2)$$

.8.

$$\text{soit : } H(u,v) = A \exp \left\{ - \pi \left( \frac{\lambda d}{\pi W_0^2} + j \right) (u^2 + v^2) \right\}$$

.9.

Ce qui donnera après intégration : (voir équation .5.)

$$G(U,V) = \frac{A}{(\lambda d / \pi W_0^2) + j} \exp \left\{ - \pi (\lambda d / \pi W_0^2 + j) (U^2 + V^2) \right\}$$

.10.

Et l'amplitude résultante en  $M(X,Y)$  s'écrira par conséquent :

$$\varepsilon(X,Y) = \frac{jAe^{-2\pi jd/\lambda}}{j + \lambda d/\pi W_0^2} \exp \left\{ -\pi \left[ j + \left( j + \frac{\lambda d}{\pi W_0^2} \right)^{-1} \right] \left( \frac{X^2 + Y^2}{\lambda d} \right) \right\} \quad .11.$$

Au point C on aura :

$$\varepsilon(0,0) = \frac{A}{1 - j \lambda d/\pi W_0^2} e^{-2\pi jd/\lambda} \quad .12.$$

Si on pose  $\tan \Phi = \lambda d/\pi W_0^2$ , le retard de phase de C sur O sera :  
 $\phi = \frac{2\pi d}{\lambda} - \Phi$ . La propagation d'une onde de Gauss introduit ainsi, en plus du retard dû au trajet optique d, une avance de phase  $\Phi$ .

Surface d'onde passant par C.

Dans  $\varepsilon(X,Y)$  le facteur qui dépend de X et Y peut se mettre sous la forme :  $\exp(\alpha + j\beta)$ ,

$$\alpha = \frac{-(X^2 + Y^2)}{W_0^2 (1 + (\lambda d/\pi W_0^2)^2)} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{-\pi(X^2 + Y^2)}{(1 + (\pi W_0^2/\lambda d)^2) \lambda d} \quad .$$

La différence de phase entre un point M du plan ( $\pi$ ) et un point M' de même coordonnées X.Y sur une sphère  $\Sigma'$  de rayon R tangente en C à ( $\pi$ ) sera :

$$\Delta\phi = \frac{\pi(X^2 + Y^2)}{\lambda R} \quad , \quad .13.$$

posons :

$$R = d \left( 1 + (\pi W_0^2/\lambda d)^2 \right) = d + d_0^2/d \quad \text{avec} \quad \lambda d_0 = \pi W_0^2 \quad .14.$$

En un point  $M'$  de  $\Sigma'$  la phase de la vibration sera :  $\beta + \Delta\phi = 0$  ,  
 $M'$  et  $C$  sont donc en phase et  $\Sigma'$  est la surface d'onde qui passe par  $C$  .

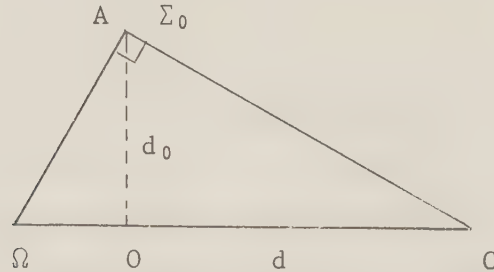


Figure 1.3 -

Sur la figure 1.3 nous indiquons la construction d'un point  $\Omega$  à partir des valeurs  $d_0$  et  $d$  . Remarquons que l'on peut écrire :  
 $Rd = d^2 + d_0^2$  or  $OC \cdot \Omega C = AC^2$  (Figure 1.3)  $\Omega C$  est donc égal à  $R$  . Connaissant  $W_0$  et  $d$  on peut donc déterminer géométriquement le centre  $\Omega$  de la surface d'onde  $\Sigma'$  .

Si on pose :

$$W^2 = W_0^2 \left( 1 + \left( \frac{\lambda d}{\pi W_0^2} \right)^2 \right) , \quad .15.$$

$W$  représente la largeur de la distribution gaussienne de l'amplitude lumineuse dans le plan  $(\pi)$  :  $|\alpha| = (X^2 + Y^2)/W^2$  .

Finalement l'amplitude en  $M$  diffractée par  $(\Sigma)$  pourra se mettre sous la forme :

$$\varepsilon(M) = A \frac{W_0}{W} \exp \left\{ -j(kd - \Phi(d)) \right\} \exp \left\{ -(X^2 + Y^2) \left( \frac{1}{W^2} + j \frac{k}{2R} \right) \right\} , \quad .16.$$

avec, rappelons le :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} ; \quad \Phi(d) = \arctg \frac{\lambda d}{\pi W_0^2} ,$$

$$W^2 = W_0^2 \left( 1 + (\lambda d / \pi W_0^2)^2 \right) , \quad R = d \left( 1 + (\pi W_0^2 / \lambda d)^2 \right) ,$$

L'origine de  $d$  correspond à  $R = \infty$  (onde plane) ; on a alors

$$W_{\text{minimum}} = W_0 . \quad (8)$$

Signalons que Kogelnik et Li (8) sont arrivés aux mêmes formules en calculant, à partir de l'équation d'Helmholtz, l'amplitude d'une onde de Gauss qui se propage librement dans le vide. Ce résultat est cohérent puisque la formule de Kirchhoff est une formule d'approximation tirée de l'équation générale de propagation des ondes électromagnétiques. Nous dirons que cette amplitude correspond au mode de propagation fondamental que nous noterons mode  $TEM_{00}$ .

## 2.1. - FORMES CARACTERISTIQUES DES ONDES DE GAUSS .

$W(d)$  donne le lieu des points dont l'amplitude relative lumineuse est égale à  $1/e$  quand  $d$  varie et pour une valeur donnée de  $W_0$ . (Figure 1.4)

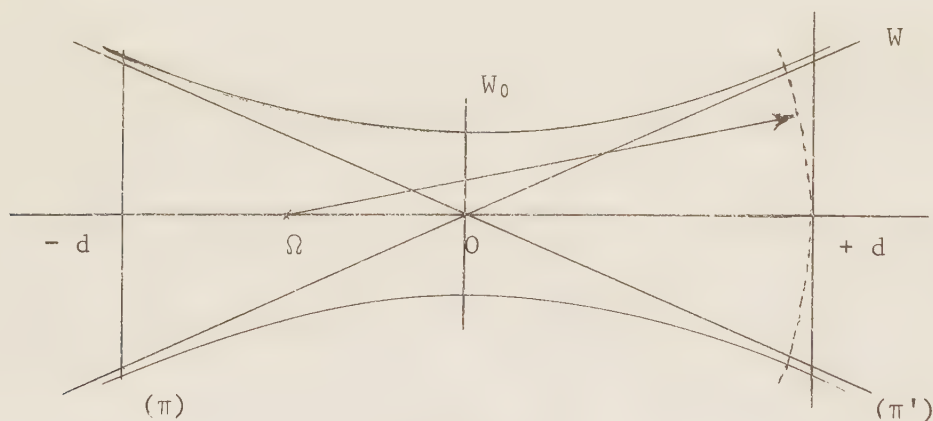


Figure 1.4 -

Considérons sur cette même figure les plans  $(\pi)$  et  $(\pi')$  situés à une distance  $\pm d$  de  $0$ . La courbe  $W^2 = f(W_0^2)$  pour une valeur donnée de  $d$  est une hyperbole qui passe par un minimum pour  $W_0^2 = \lambda d / \pi$  (Figure 1.5). Quand  $d$  varie le lieu des minimums de  $W^2 = f(W_0^2)$  est la droite  $W^2 = 2W_0^2$ . Toutes les hyperboles admettent la droite  $W^2 = W_0^2$  comme asymptote. On pourra considérer trois cas :

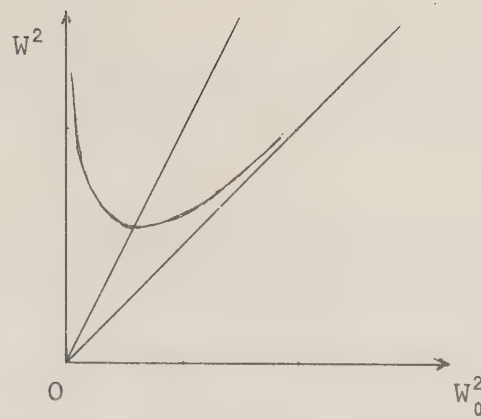


Figure 1.5 -

- Premier cas -  $\lambda d \ll \pi W_0^2$  ;  $R(d)$  reste très grand, les ondes correspondantes sont des ondes planes. Nous sommes dans le cas de la diffraction de Fresnel.
- Deuxième cas -  $\lambda d \gg \pi W_0^2$  ;  $R(d) \neq d$  ,  $d$  est très grand devant les dimensions du faisceau dans l'ouverture et les ondes sont centrées en  $O$  . Nous dirons que les ondes correspondantes sont des ondes de type sphérique ou concentrique. Nous sommes dans le cas de l'approximation de Fraunhofer.
- Troisième cas -  $\lambda d = \pi W_0^2$  ;  $R(d) = 2d$  , la fonction  $W^2$  passe par un minimum, les ondes passant par  $C$  et  $C'$  sont des sphères de rayon  $2d$  centrées sur  $C'$  et  $C$  . Nous dirons que ces ondes sont des ondes confocales.

## 2.2. - DEFINITION DU PARAMETRE $d'$ ; ANGLE DE DIVERGENCE D'UNE ONDE PROGRESSIVE DE GAUSS.

Nous définirons l'angle de divergence d'une onde progressive de Gauss comme l'angle que font les asymptotes à  $W(d)$  quand  $d \rightarrow \infty$  .

$$W(d) \xrightarrow{d \rightarrow \infty} \frac{\lambda}{\pi W_0} d \quad , \quad \text{soit} \quad \theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0} \quad \text{cet angle.}$$

Quand l'onde se trouve en position confocale on a :  $\lambda d_0 = \pi W_0^2$  . On aura donc pour une section droite quelconque du faisceau :

$$W^2 = W_0^2 \left( 1 + \frac{d^2}{d_0^2} \right) \quad \text{ou encore si} \quad d'^2 = d_0^2 + d^2 \quad ,$$

$$\underline{W = \theta_0 d'} \quad ,$$

pour connaître  $d'$  il suffit de déterminer expérimentalement les paramètres  $W$  et  $\theta_0$ .

### 2.3. - OBSERVATION DU FAISCEAU DE GAUSS AU FOYER D'UNE LENTILLE CONVERGENTE.

Supposons qu'après s'être propagée sur une distance  $d$  assez grande devant les dimensions de l'ouverture de la figure 1,1, l'onde progressive de Gauss traverse une lentille mince convergente. Elle est alors assimilable à une onde plane et donnera sur la face de sortie de la lentille une onde sphérique centrée sur le foyer. Considérons cette lentille comme une ouverture diffractante sur laquelle l'amplitude de l'onde de Gauss serait donnée par la relation :

$$\varepsilon(M) = A W_0/W \exp\left\{-j(kd - \Phi(d))\right\} \exp\left\{-(X^2 + Y^2)\left(\frac{1}{W^2} + \frac{jk}{2R}\right)\right\},$$

sachant que l'amplitude  $F(x,y)$  en un point  $N(x,y)$  du plan focal de la lentille mince est la transformée de Fourier de  $\varepsilon(M)$  on aura :

$$F(x,y) = AW_0^2 \exp\left\{-j\left(kd + \frac{\pi d}{\lambda f^2}(x^2 + y^2)\right)\right\} \exp\left\{-\left(\frac{\pi W_0^2}{\lambda f}\right)(x^2 + y^2)\right\}.$$

Nous remarquons, compte tenu de nos définitions, que la "largeur angulaire" du faisceau dans le plan focal, vu du centre optique de la lentille, sera :

$$\theta_f = \frac{\lambda}{\pi W_0} = \theta_0.$$

En conséquence, l'angle de divergence du faisceau observé dans le plan focal de la lentille mince est égal à l'angle de divergence du faisceau se propageant librement dans le vide.

### 3 - APPLICATION DE LA THEORIE DE L'ONDE PROGRESSIVE AU P.F. PLAN -

Dans les paragraphes précédents nous avons étudié la nature et les propriétés de l'onde progressive qui peut se propager dans une cavité P.F. On peut théoriquement trouver dans le faisceau considéré deux ondes ayant la même distribution d'amplitude mais une phase qui dans un cas sera en avance par rapport à la distribution plane et dans l'autre en retard par rapport à la distribution plane. Dans tous les cas le faisceau finira par diverger. Quand  $d$  deviendra grand on aura  $W = \theta d$  (avec  $\theta_0 = \lambda/\pi W_0$ ).  $W$  ira en augmentant jusqu'au moment où l'on devra tenir compte de l'amplitude de l'onde sur les bords de l'ouverture. Dans ce cas nous devons appliquer la théorie de Fox et Li que nous discuterons au Chapitre 8. Au fur et à mesure des réflexions multiples une partie de l'énergie va s'échapper vers l'extérieur de la cavité et donner naissance à un phénomène d'interférences que nous étudierons expérimentalement dans le chapitre suivant.

Remarque. Kogelnik et Li ont montré qu'il existe des solutions plus compliquées de l'équation de Helmholtz qui caractérisent les modes  $TEM_{m,n}$ . A chaque valeur de  $m$  et  $n > 0$  correspondront des distributions d'amplitude différentes représentées par des polynômes de Laguerre dans le cas des ouvertures circulaires. Toutefois quels que soient  $m$  et  $n$  des paramètres  $W$  et  $R$  de l'onde de Gauss restent inchangés.

~~~~~


D E U X I E M E P A R T I E

ETUDE DU MECANISME DE LA FORMATION DES ANNEAUX NON LOCALISES -

Après avoir étudié expérimentalement les anneaux non localisés nous montrons, dans le deuxième chapitre, qu'il est nécessaire de distinguer le cas où les faces terminales du rubis sont réfléchissantes du cas où le rubis est placé dans la cavité optique P.E.p.

Dans le troisième chapitre, nous déduisons le mécanisme de la formation des anneaux non localisés de l'étude de la figure d'interférence donnée par un interféromètre de Pérot-Fabry éclairé par une source ponctuelle.

~~~~~



## CHAPITRE\_2 - ETUDE EXPERIMENTALE DES ANNEAUX LOCALISES AU VOISINAGE DU FAISCEAU PRINCIPAL EMIS PAR LE RUBIS -

Quand on place une plaque photographique normalement au trajet du faisceau émis par un laser à rubis ou au néodyme équipé de miroirs plans sans l'intermédiaire d'aucune lentille, on observe une tache brillante entourée d'anneaux concentriques (Photo 2.1) (Near Field pattern). Si on observe le faisceau au foyer d'une lentille convergente on observera des anneaux localisés à l'infini entourant la tache centrale : (Far Field pattern). Abella et Townes (16) ont étudié le champ localisé à l'infini donné par un laser à rubis. Leurs mesures montrent que l'on observe la même figure que celle qui serait donnée par un interféromètre de Pérot Fabry de même longueur optique que la cavité, éclairé par une source monochromatique de même longueur d'onde que la radiation laser. Ils expliquent ce phénomène en supposant qu'il existe des modes angulaires couplés par des phénomènes de diffusion aux modes axiaux de résonance. Il faut remarquer que leur hypothèse ne permet pas d'expliquer la présence du champ d'interférence non localisé.

L'étude expérimentale de ce phénomène a été amorcée par Maiman (2). Les mesures qu'il apporte montrent que le diamètre de ces anneaux est proportionnel à  $(N + \epsilon)^{1/2}$  avec  $N$  entier et  $\epsilon \ll 1$ .

Wagner et Birnbaum (17) attribuent ces anneaux à la présence de modes angulaires oscillant sur une fréquence qui ne correspond pas au mode axial de résonance. Stoicheff et Szabo (18) ont repris l'étude de ce phénomène. Le diamètre des anneaux mesurés sur leurs clichés est proportionnel à  $N^{1/2}$ . Ils expliquent la formation de ces anneaux non localisés en considérant les interférences de deux faisceaux émis par un point source arbitraire situé à l'intérieur de la cavité. Ils admettent que l'existence de ce point source est lié aux phénomènes de diffusion dans le barreau laser.

Shimoda (19) a étudié théoriquement les anneaux localisés à l'infini mais les résultats auxquels il arrive ne concordent pas parfaitement avec l'expérience. En outre il ne parle pas des anneaux non localisés. Signalons enfin les travaux de Stickley (20) qui rendent compte des observations faites au foyer d'une lentille éclairée par un laser au néodyme.

Nous nous proposons dans ce chapitre de rendre compte des mesures que nous avons effectuées au laboratoire sur ces anneaux.

## 1 - LES ANNEAUX D'INTERFERENCE DONNES PAR UN BARREAU RUBIS DONT LES FACES TERMINALES SONT REFLECHISSANTES -

Nous avons utilisés deux barreaux (obtenus par la méthode de Verneuil) l'un dont l'axe de symétrie est parallèle à l'axe optique, l'autre dont l'axe est perpendiculaire à l'axe optique. Dans les deux cas on retrouve les mêmes résultats.

### 1.1. - ANNEAUX NON LOCALISES.

La plaque photo (Photo 2.1) est placée directement sur le trajet du faisceau laser. On observe tout autour de la tache centrale des anneaux moins intenses. Dans la plupart des cas, ces anneaux sont incomplets ce qui rend difficile la mesure de leur diamètre. On remarque toutefois que leur diamètre est indépendant de la tension d'excitation du laser et que la structure de la figure d'interférence n'est pas modifiée si on place à la sortie du rubis des diaphragmes de formes différentes. Nous donnons, figure 2.1, les carrés des diamètres  $d_N$  des anneaux en fonction de nombres entiers pour les meilleurs clichés obtenus. La courbe expérimentale est une droite passant par le centre, il s'agit bien d'anneaux à centre brillant, donc de même fréquence que le faisceau principal. Une observation minutieuse de la figure d'interférence nous permet de constater qu'en certains endroits on observe entre deux anneaux une structure beaucoup plus fine. Cette structure a été signalée par Stickley (20).

## 1.2. - ANNEAUX LOCALISES A L'INFINI.

Quand on place une plaque photo au foyer d'une lentille mince convergente de 30 cm de distance focale on observe des anneaux plus nets (Photo 2.2). La mesure des diamètres montre qu'ils sont distribués suivant la loi des anneaux de Pérot Fabry à centre brillant (Figure 2.2). On trouve  $\Delta(d_N^2) = 9 \times 10^{-7} \text{ m}^2$ . Si on calcule la valeur théorique de  $\Delta(d_N^2)$  que donnerait le barreau s'il était éclairé par une radiation lumineuse de longueur d'onde  $\lambda = 6943 \text{ Å}$  on trouverait  $\Delta(d_N^2) = 8,82 \times 10^{-7}$  (en prenant  $\mu = 1,76$  et la longueur du barreau utilisé étant  $l = 5 \text{ cm}$ ). Compte tenu de la précision des mesures on peut en conclure que ces deux valeurs concordent.

Signalons que les expériences faites par Bulabois (21) donnent les mêmes résultats mais qu'il a pu montrer que la qualité de la figure d'interférence dépendait de la qualité optique du cristal. De plus on remarque que les premiers anneaux d'interférences sont masqués par la tache principale du faisceau laser.

En résumé, il y a lieu de distinguer deux émissions : celle du faisceau principal dans lequel on n'observe pas d'anneaux type Pérot Fabry, celle d'ondes secondaires qui donneront dans un plan focal des anneaux de Pérot et Fabry et dans tout l'espace des anneaux non localisés. Ces deux émissions ne sont pas indépendantes, et possèdent la même fréquence.

Nous reviendrons par la suite sur ces remarques, mais nous indiquons dès maintenant que le faisceau principal est constitué par une onde pseudostationnaire et que les ondes secondaires sont des ondes progressives.

## 2 - FIGURE D'INTERFERENCE DONNEE PAR UN LASER A RUBIS EQUIPE DE MIROIRS PLANS EXTERIEURS - ANNEAUX NON LOCALISES OBSERVES A GRANDE DISTANCE -

Le barreau de rubis utilisé, ( 50 mm de long sur 5 mm de diamètre) a été obtenu par la Cilas par la méthode de Czochralski. Nous avons observé, comme précédemment, des anneaux localisés au voisinage de la tache principale. Si  $N$  désigne le numéro d'ordre des anneaux à partir du centre, nous pouvons tracer un graphique où l'on porte en ordonnées pour chaque valeur de  $N$  la valeur du diamètre et en abscisses les différentes positions



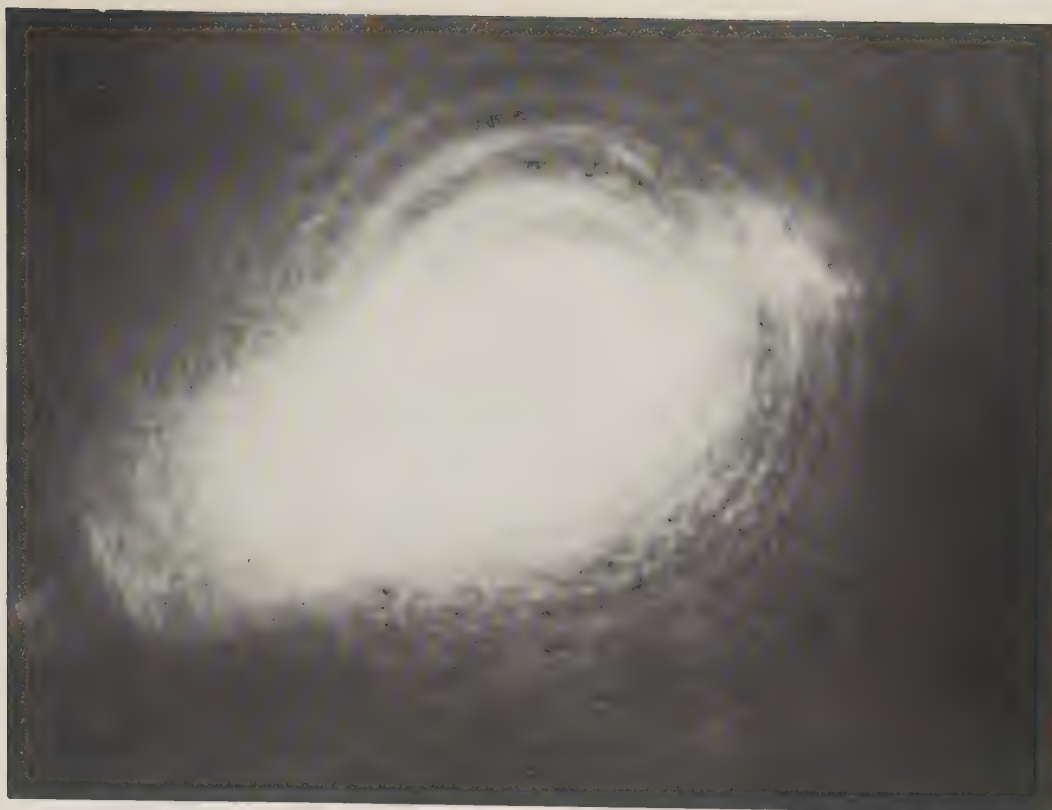


PHOTO.2.1.

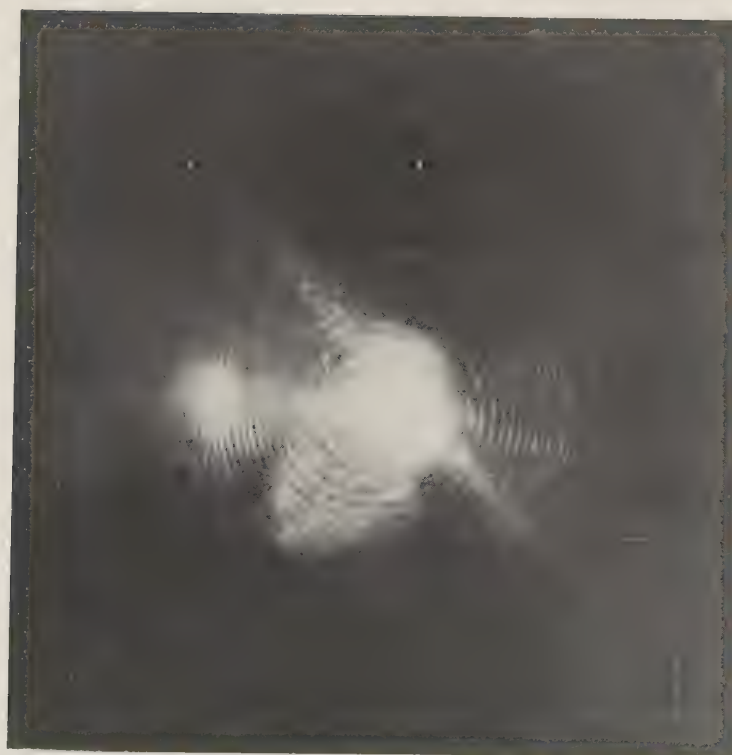
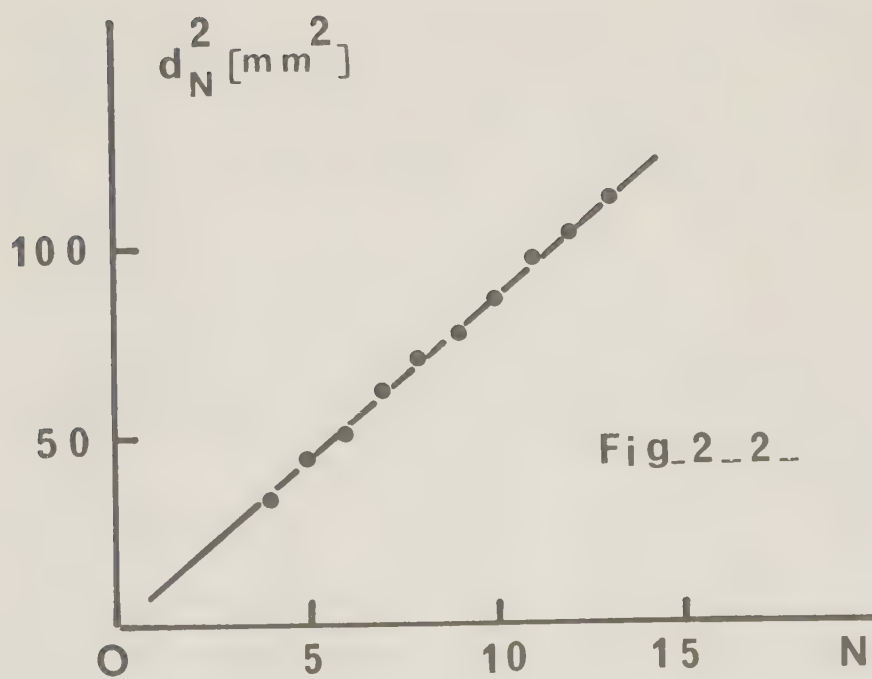
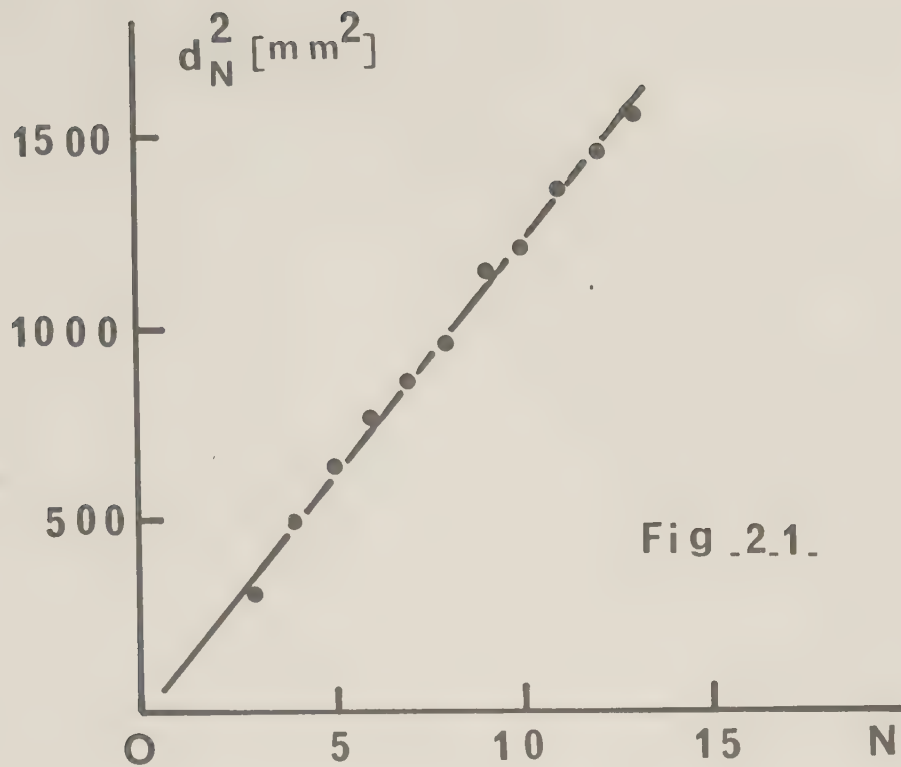


PHOTO.2.2.







des plaques qui sont décalées les unes des autres par une même distance égale à 30 cm. Pour illustrer nos résultats nous donnons, figure 2.3, le graphique obtenu dans les conditions suivantes :

- distance des miroirs plans :  $L = 147 \text{ mm}$  ;
- distance du miroir ( $M_1$ ) à la face arrière ( $F_1$ ) du rubis :  
 $\Delta = 42 \text{ mm}$  .

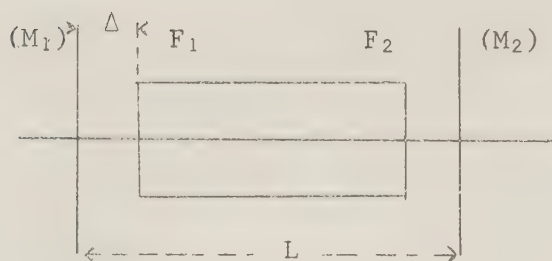


Figure 2.4 -

Les valeurs qui correspondent aux points expérimentaux sont portées dans le tableau ci-dessous. La dernière colonne donne la valeur  $\alpha_N$  de la pente de chaque droite du graphique. Ces droites concourent en un même point situé à la distance  $l \approx 350 \text{ cm}$  de la dernière plaque photographique.

Tableau -

| Plaque N° | 1    | 2    | 3    | 4    | 5    | 6    | $\alpha_N \times 10^{-3} \text{ rad}$ |
|-----------|------|------|------|------|------|------|---------------------------------------|
| diamètres | 28,5 | 33   | 37,5 | 41,5 | 46,5 | 50,7 | 14,45                                 |
| en        | 33   | 37,5 | 43   | 48   | 53   | 58,5 | 16,59                                 |
| m.m.      | 36,5 | 42,4 | 48   | 54   | 59,5 | 65,5 | 18,60                                 |
|           | 40   | 46   | 52,4 | 58,7 | 65,5 | 70,5 | 20,17                                 |
|           | 43   | 50   | 56,5 | 63,4 | 70,5 | 76,5 | 21,74                                 |



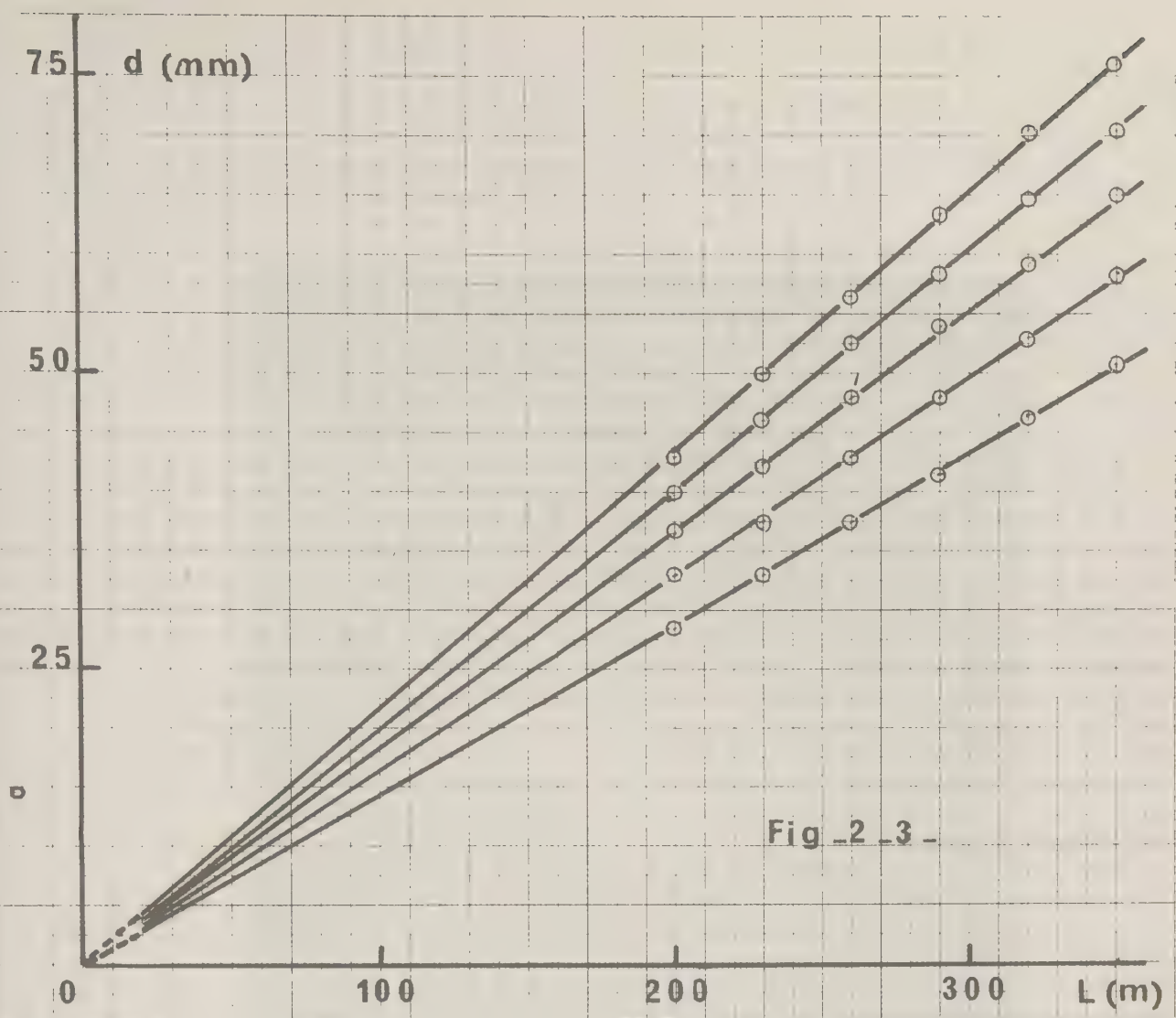


Fig 2-3 -

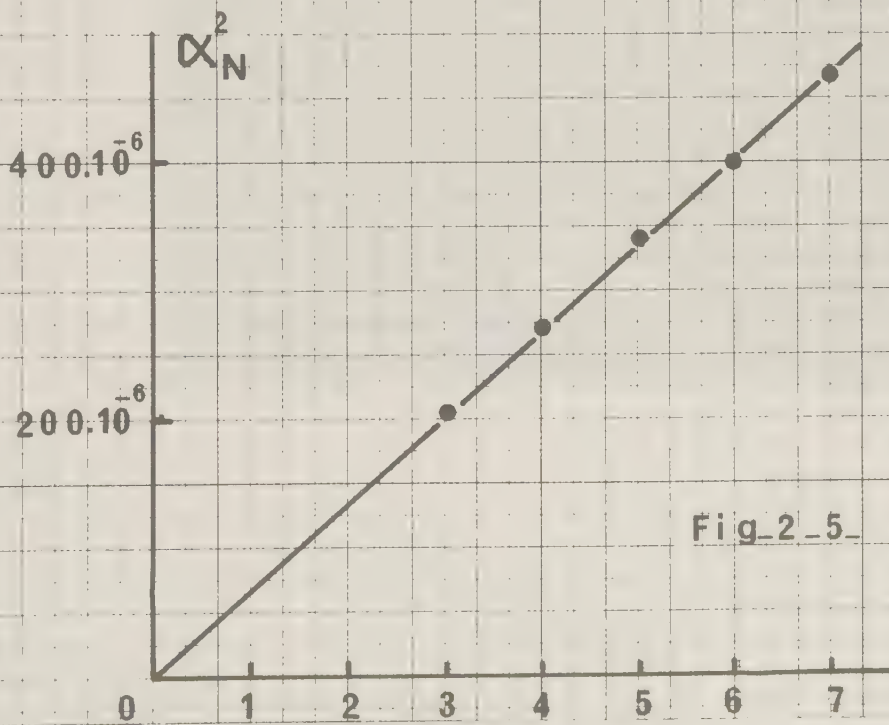


Fig 2-5 -





PHOTO.2.3.



Le graphique de la figure 2.5 donne les variations de  $\alpha_N^2$  en fonction des nombres entiers. On obtient une droite de pente  $\Delta(\alpha_N^2) = 65,71 \times 10^{-6}$  qui passe par l'origine.

Les anneaux non localisés sont donc des anneaux à centre brillant qui sont distribués suivant une loi d'Airy. On remarque que les deux premiers anneaux sont masqués par le faisceau principal (figure 2.5).

## 2.1. - ORIGINE DE CES ANNEAUX.

La figure 2.6 représente la cavité optique équivalente à la cavité que nous avons utilisé. Nous appellerons  $e$  la longueur du rubis

et  $e'$  la longueur de la partie de la cavité occupée par l'air :

$$L = e + e' .$$

Pour une double traversée de la cavité le retard optique  $\delta$  s'écrira :

$$\delta = 2(e\mu \cos r + e' \cos i) ,$$

$\mu$  indice du rubis.

Le rayon angulaire des anneaux à centre brillant qui correspondent à un maximum de l'intensité lumineuse sera donné par la relation :

$$i_N = \sqrt{\frac{\lambda\mu}{\mu e' + e}} \cdot N . \quad \text{soit} \quad \Delta(2i_N)^2 = \frac{4\lambda\mu}{\mu L + e(1 - \mu)} .$$

Si nous donnons à  $\Delta(2i_N)^2$  la valeur expérimentale  $\Delta(\alpha_N^2) = 65,71 \times 10^{-6}$  ,  
( $e = 5$  cm) il lui correspond une valeur de  $L$  égale à  $L = 62$  mm alors que dans notre expérience on a :  $L = 147$  mm.

Par contre, le rayon angulaire des anneaux à centre brillant qui correspond à un maximum de l'intensité lumineuse, provenant des réflexions multiples dans la cavité d'épaisseur  $\Delta$  formée par le miroir ( $M_1$ ) et la face ( $F_1$ ) du rubis (Figure 2.4) sera donné par la formule :

$$i_N' = \sqrt{\frac{\lambda}{\Delta}} \quad \text{soit} \quad \Delta(2i_N')^2 = \frac{4\lambda}{\Delta} .$$

Dans ce cas si nous remplaçons  $\Delta(2i_N')^2$  par  $\Delta\alpha_N^2 = 65,71 \times 10^{-6}$  il lui correspond la valeur  $\Delta = 42 \text{ mm}$  que nous avons expérimentalement choisie.

Si on refait l'expérience en translatant le rubis de 15 mm en arrière les mesures optiques donnent une translation de 16 mm ce qui concorde aux erreurs d'expérience près.

Nous avons repris ces expériences pour d'autres valeurs de  $L$  et  $\Delta$  et nous retrouvons chaque fois des résultats analogues.

On aperçoit sur le cliché pris dans un plan focal, Photo 2.3, un dédoublement des anneaux localisés ; cela paraît indiquer que deux modes longitudinaux se produisent avec une intensité notable dans le barreau du rubis, soit simultanément, soit successivement au cours de l'émission d'un train de spikes. L'obtention d'anneaux à centre brillant par couplage entre les deux cavités ne serait alors pas absolument nécessaire ; elle serait réalisée pour un mode donné, mais on pourrait observer aussi un mode voisin avec une intensité plus faible.

### 3 - CONCLUSION -

Lors de l'effet laser sur un rubis à faces planes réfléchissantes on observe autour du faisceau principal des anneaux non localisés à centre brillant. Les anneaux localisés à l'infini peuvent provenir de la diffusion de la lumière stimulée par les défauts locaux du rubis ou des coatings ; les rayons diffusés donneront par le jeu des réflexions successives un système d'anneaux de Pérot et Fabry localisé à l'infini. L'expérience montre que ces réflexions peuvent se faire sur les faces terminales du rubis si elles sont réfléchissantes, mais aussi sur une des faces terminales du rubis et un miroir extérieur quand le rubis a été placé dans une cavité de Pérot et Fabry plane. Comme dans ce cas on observe aussi des anneaux à centre brillant il semble que cette cavité soit "accordée" sur la cavité principale formée par les deux miroirs extérieurs ; cette cavité évolue avec l'état d'excitation du rubis, le spike se déclenche au moment de l'accord.

Signalons que nous avons observé ces mêmes anneaux dans le cas d'un barreau dopé au néodyme dont les faces terminales étaient réfléchissantes (22).

On doit remarquer que, dans tous les cas, le faisceau principal masque les premiers anneaux de la figure d'interférence. Si la disparition des anneaux centraux provenait d'une variation du rayon des anneaux, les anneaux périphériques devraient eux aussi se brouiller. Nous rendrons compte des anneaux non localisés par l'émission d'ondes progressives gaussiennes par le rubis.

^ ^ ^ ^ ^ ^ ^



### CHAPITRE\_3 - MECANISME DE LA FORMATION DES ANNEAUX NON LOCALISES D'UN LASER A RUBIS EQUIPE D'UNE CAVITE A MIROIRS PLANS -

Nous avons défini dans le premier chapitre la nature des ondes de Gauss, qui peuvent se propager dans un interféromètre de Pérot Fabry plan à condition de négliger les phénomènes de diffraction par les bords des miroirs. Nous avons supposé qu'au cours des réflexions multiples cette onde pourra donner naissance au phénomène d'interférence que nous venons d'étudier expérimentalement.

Pour étudier la distribution de l'amplitude résultante nous considérerons d'abord le problème voisin suivant : figure d'interférence donnée par un interféromètre de Pérot-Fabry éclairé par une source ponctuelle. Ce sera le cas, quand l'interféromètre est éclairé par un laser à gaz He-Ne équipé d'une cavité résonnante hémisphérique et placé assez loin de l'interféromètre. L'onde qui arrive sur le Pérot-Fabry est alors une onde de Gauss concentrique qui paraît provenir d'un point source localisé au voisinage du miroir plan de la cavité (8).

#### 1 - FIGURE D'INTERFERENCE DONNEE PAR UN INTERFEROMETRE DE PEROT-FABRY ECLAIRE PAR UNE SOURCE PONCTUELLE -

L'étude de la figure d'interférence donnée par un interféromètre de Pérot-Fabry éclairé par une source ponctuelle à distance finie a déjà été faite par Tolanski (23) dans le cas particulier où la source est placée en amont de l'interféromètre, la figure d'interférence étant observée à grande distance.

L'auteur a montré que cette figure d'interférence tend, comme on peut facilement le prévoir, vers la figure des anneaux de Pérot-Fabry à mesure que l'on s'éloigne de l'interféromètre. Nous nous proposons de calculer, dans ces conditions, quelle est la distribution de l'intensité lumineuse en tout point de l'espace, et de comparer nos résultats avec les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de sources laser convenables. Nous généraliserons le problème en considérant les cas où la source est virtuelle, ou réelle, mais placée cette fois entre les lames de l'interféromètre. Rappelons que Brossel (24) avait déjà étudié un problème appartenant à un domaine voisin : étude des franges d'égal épaisseur des lames minces à faces semi-argentées quand elles ne sont pas rigoureusement parallèles.

Postérieurement à nos travaux (25,26) le problème a été également étudié par N.Aebischer qui aboutit aux mêmes conclusions que les nôtres (27).

### 1.1. - CALCUL DE LA DISTRIBUTION DE L'INTENSITE LUMINEUSE -

Dans tous les cas que nous considérerons, le Pérot Fabry sera placé dans l'air ; les lames seront supposées, pour la commodité de l'exposé, infiniment minces et séparées l'une de l'autre par une distance  $L$  ;  $\bar{R}$  sera le coefficient de réflexion moyen en intensité de ces lames. Du point de vue géométrique, le faisceau incident pourra être considéré comme un cône de sommet  $S_0$ , de révolution autour de l'axe de symétrie  $z'z$  ; nous appellerons  $\alpha_0$  l'angle d'ouverture de ce faisceau. Il pourra être convergent ou divergent suivant que  $S_0$  sera une source réelle ou virtuelle (Fig. 3.1 et 3.5). L'observation du champ d'interférence sera directe, c'est-à-dire qu'il n'y aura aucun appareil d'optique entre la sortie de l'interféromètre et le plan (P) d'observation, placé normalement à  $z'z$ , à une distance  $z_0$  de  $S_0$ . D'après ces hypothèses, le système étant de révolution, on devra observer des anneaux d'interférence centrés sur  $z'z$ . Nous négligerons les phénomènes de diffraction introduits par les montures des lames. Nos calculs seront développés en supposant le faisceau incident homogène ; autrement dit l'intensité lumineuse sera supposée uniforme dans toutes les directions. Cette hypothèse simplificatrice nous permettra d'alléger considérablement notre exposé. Le principe du calcul restant inchangé, on pourra toujours, par la suite, le reprendre avec des distributions plus complexes de l'intensité à l'intérieur du faisceau.

1.1.a - Cas ou  $S_0$  est une source réelle extérieure à l'interféromètre.

Le plan d'observation est à une distance  $z_0$  de  $S_0$ .

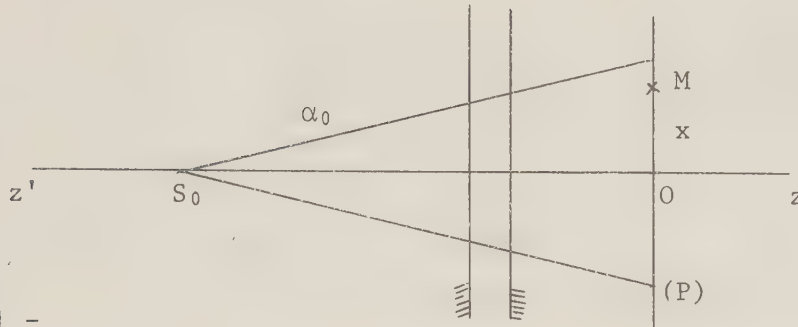


Figure 3.1 -

Soit  $M$  un point d'observation du plan  $(P)$  ;  $OM$  est vu depuis  $S_0$  sous un angle  $\alpha < \alpha_0$  . Dans ces conditions, vont arriver en  $M$  des vibrations lumineuses portées par des rayons ayant subi à l'intérieur de l'interféromètre  $0, 2, 4 \dots 2p$  réflexions. Ce problème peut être ramené au problème suivant : quelle est l'amplitude résultante donnée par une distribution de sources ponctuelles cohérentes placées de  $2L$  en  $2L$  à partir de  $S_0$  sur  $z'z$  . Désignons par :

$$U_p = u_0 \bar{R}^p \exp (- j\phi_p) \quad , \quad .1.$$

l'amplitude en  $M$  provenant de la  $p^{i\text{ème}}$  source; nous négligeons l'affaiblissement de l'amplitude avec la distance, ce qui est acceptable si  $2L \ll z_0$  ; l'amplitude résultante sera :

$$U(M) = u_0 \sum_p \bar{R}^p \exp (- j\phi_p) \quad , \quad .2.$$

où  $\phi_p$  est le déphasage en  $M$  de la vibration provenant de  $S_p$  par rapport à la vibration provenant de  $S_0$  . Un calcul élémentaire nous donnera :

$$\phi_p = \frac{2\pi}{\lambda} \left( 2Lp - \frac{x^2}{2z_0} \frac{2Lp}{2Lp + z_0} \right) \quad , \quad \text{avec} \quad x = OM \quad .$$

Si nous portons ce résultat dans .2. et si nous posons :

$$\Phi = \frac{2\pi L}{\lambda} \left( \frac{x}{z_0} \right)^2 = \frac{2\pi L}{\lambda} \alpha^2 \quad ; \quad B = \frac{z_0}{2L} \quad ; \quad 2L = k\lambda \quad ,$$

où  $k$  est un nombre entier, l'intensité relative en  $M$  , dans le cas où l'on a un maximum au centre, sera donnée par la formule :

$$\frac{I(M)}{I_0} = \left| \sum_{p=0}^{\infty} \bar{R}^p \exp(j\Phi \frac{pB}{p+B}) \right|^2 \quad .$$

Nous remarquons, que dans le cas où  $z_0$  tend vers l'infini, on retrouve la formule d'Airy, ce qui avait été prévu par Tolanski (23). Notons que si  $OM$  est vu depuis  $S_0$  sous un angle  $\alpha > \alpha_0$  la première source qui enverra un éclairement sur  $M$  correspondra à une valeur plus grande de  $p$  et on pourra encore observer des anneaux d'interférence ; on retrouvera en effet à un facteur multiplicatif près les mêmes résultats.

La distribution de l'intensité lumineuse dans le plan (P) n'étant pas donnée, pour des valeurs de  $B$  finies, par une formule analytique simple nous aurons recours à un ordinateur pour la calculer.

Nous avons pris des valeurs de  $B$  égales à 50, 100 ou 500. Le pas choisi pour  $\Phi$  est de 3 ou 9° suivant les besoins. Les sommes ont été calculées pour des valeurs de  $p$  comprises entre 0 et 50 avec  $\bar{R} = 0,9$  .

Les courbes obtenues sont représentées sur les figures 3.2, 3.3 et 3.4. Les anneaux d'interférences présentent des maximums principaux bordés vers l'extérieur de maximums secondaires qui sont d'autant plus importants que  $B$  est petit et que le numéro d'ordre de l'anneau principal considéré est élevé. Dans certains cas, on observe de véritables doublets ou triplets. Nous constatons que les maximums principaux correspondent à

des valeurs de  $\Phi$  plus grandes que celles qui correspondent aux maximums de Pérot et Fabry. Elles s'en rapprochent à mesure que  $B$  augmente. Ces derniers résultats sont illustrés dans le tableau ci-dessous.

|           | $\Phi/360$ | $\Phi/720$ | $\Phi/1080$ | $\Phi/1440$ | $\Phi/1800$ |
|-----------|------------|------------|-------------|-------------|-------------|
| $B = 50$  | 1,15       | 1,09       | 1,07        | 1,05        | 1,04        |
| $B = 100$ | 1,10       | 1,07       | 1,05        | 1,05        | 1,04        |
|           |            |            |             | 1,03        | 1,03        |
| $B = 500$ | 1,04       | 1,03       | 1,02        | 1,02        | 1,02        |

Nous donnons deux chiffres quand il s'agit de doublets c'est-à-dire quand on ne peut choisir avec certitude le maximum principal.

#### 1.1.b - Cas où $S_0$ est une source virtuelle extérieure à l'interféromètre.

Soit  $M$  un point d'observation du plan  $(P)$  placé à l'intérieur du faisceau (Fig.3.5). Menons de  $M$  deux droites faisant un angle  $\pm \alpha_0$

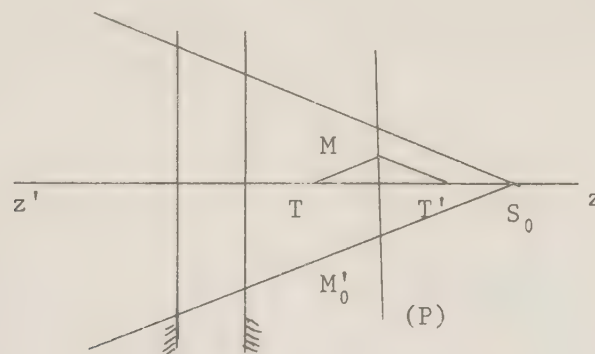
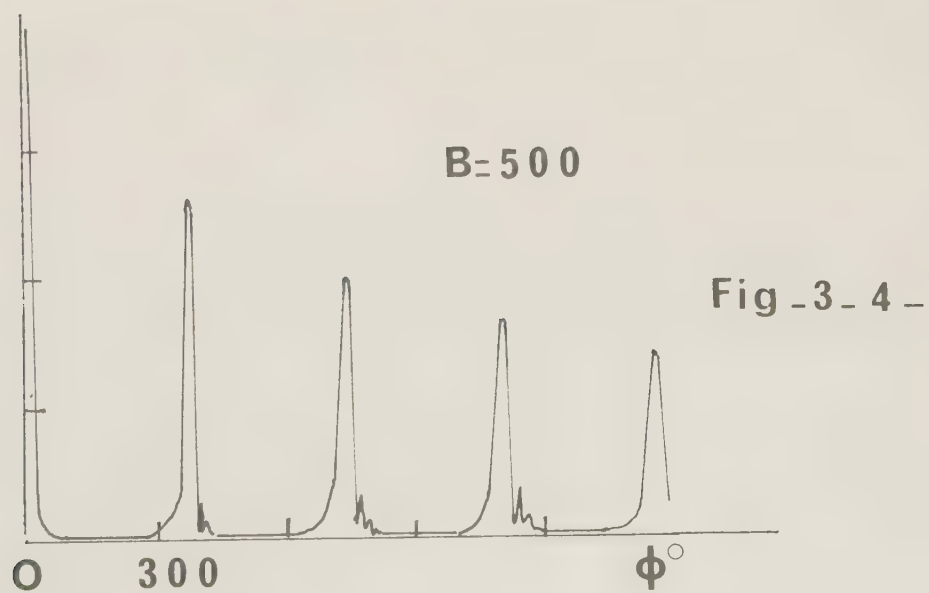
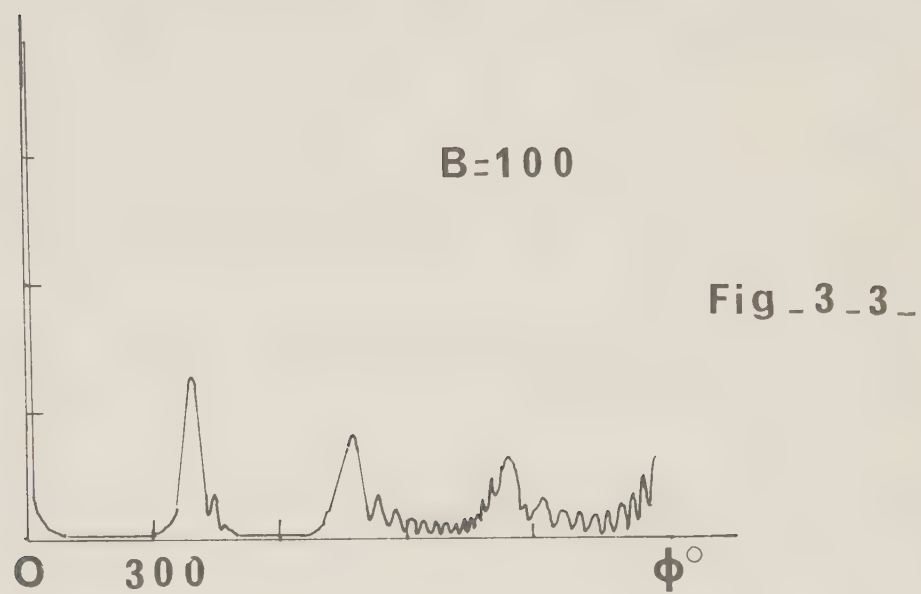
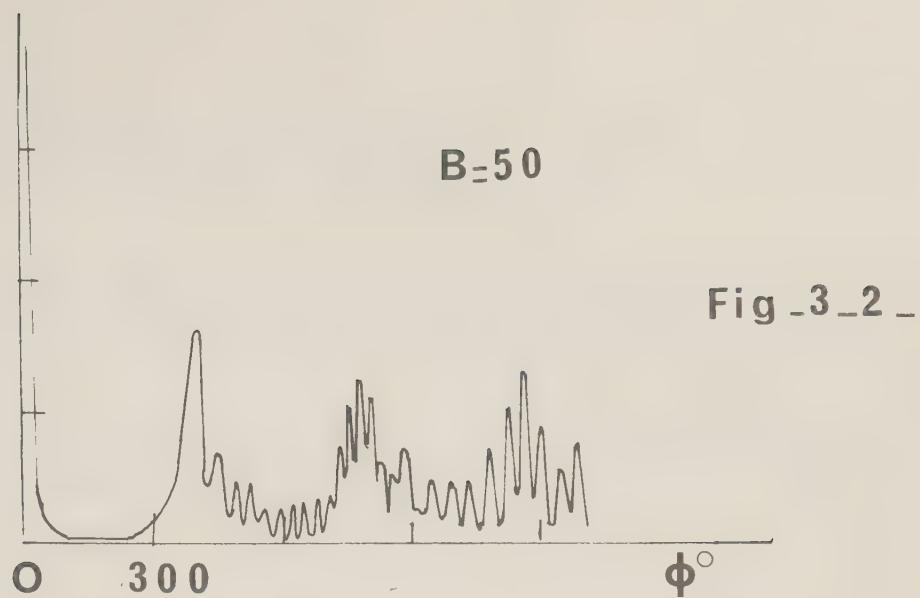


Figure 3.5 -

avec  $z'z$  (nous rappelons que  $\alpha_0$  est l'angle d'ouverture des faisceaux). Soient  $T$  et  $T'$  les points de rencontre de ces droites avec l'axe de symétrie. D'après la géométrie de la figure, les points sources virtuels, images successives de  $S_0$ , situés à l'intérieur du segment  $TT'$  ne peuvent envoyer de vibrations en  $M$ . On aura donc deux séries différentes de sources :







- a• l'ensemble des sources comprises entre  $T'$  et  $S_0$ ,
- b• l'ensemble des sources situées entre  $T$  et  $z'$ .

•a• Le déphasage en  $M$  entre la vibration provenant de  $S_p$  source de la première série et la vibration provenant de  $S_0$  s'écrira :

$$\phi_p = \frac{2\pi}{\lambda} (2Lp - \frac{x^2}{2z_0} \frac{2Lp}{z_0 - 2Lp})$$

Toujours dans le cas d'un maximum au centre et en gardant les notations précédentes, l'amplitude résultante donnée par la première série de sources s'écrira :

$$U_1(M) = u_0 \sum_{p=0}^P \bar{R}^p \exp j\phi \frac{pB}{B-p},$$

où  $P$  est le plus grand des nombres entiers inférieur à :  $B(1 - x/x_0)$   
avec  $x_0 = OM_0$ .

•b• Le déphasage entre la vibration provenant du point source  $S_p$  de la seconde série et la vibration provenant directement de  $S_0$  s'écrira :

$$\phi_{p'} = \frac{2\pi}{\lambda} (2Lp' + \frac{x^2}{2z_0} \frac{2Lp'}{2Lp' - z_0}) + \pi$$

Il apparaît un terme  $\pi$  car les rayons arrivant des sources  $S_p$  sont passés par un foyer contrairement aux rayons du cas précédent. En gardant toujours les mêmes notations nous aurons, en admettant un maximum brillant au centre :

$$U_2(M) = u_0 \sum_{p'=P'}^{\infty} \bar{R}^{p'} \exp j(\phi \frac{p'B}{p' - B})$$

$P'$  est le plus petit des nombres entiers tel que l'on ait :

$$P' > B(1 + \frac{x}{x_0}) \quad .$$

Toutes ces sources étant cohérentes, l'intensité relative en  $M$  sera donnée par la formule :

$$\frac{I(M)}{I_0} = \frac{1}{|u_0|^2} |U_1(M) + U_2(M)|^2 \quad ,$$

$I(M)/I_0$  est proportionnel au carré du module de  $(U_1 + U_2)$ . Si  $S_0$  est assez loin en aval de  $O$  et si  $x_0$  est assez faible, la limite  $P'$  sera grande ; comme les amplitudes seront multipliées par  $r^{P'}$  le deuxième terme pourra être négligé.

De la même manière on pourrait considérer le cas où la source ponctuelle réelle est placée à l'intérieur de l'interféromètre (25).

#### 1.1.c - Cas d'un faisceau incident non homogène.

Nous nous limiterons au cas où  $S_0$  est une source réelle et extérieure au P.F.. Supposons que l'amplitude maximum soit de la forme :

$$u = u_0 \frac{\exp(\alpha^2/\alpha_1^2)}{z} \quad ,$$

avec  $\alpha = \frac{x}{z}$  et  $\alpha_1$  une constante.

Cette expression tient compte de la diminution de l'amplitude en fonction de la distance à la source, et suppose une distribution angulaire suivant une loi de Gauss. Si nous tenons compte de cette hypothèse supplémentaire dans notre raisonnement, nous aurons :

$$\frac{I(M)}{I_0} = \left| \sum_p \frac{\bar{R}^p}{2Lp + z_0} \exp\left(-\frac{1}{\alpha_1^2} \frac{x^2}{(2Lp + z_0)^2} + j\Phi \frac{Bp}{p + B}\right) \right|^2 ,$$

En posant  $A = -\lambda/2\pi\alpha_1^2$  l'intensité en M sera donnée par la formule :

$$\frac{I(M)}{I_0} = \left| \frac{B}{z_0} \sum \frac{\bar{R}^p}{B + p} \exp\left(\left(\frac{AB^2}{(B + p)^2} + j \frac{Bp}{p + B}\right) \Phi\right) \right|^2 .$$

Etudions le cas où  $z_0 \rightarrow \infty$ . La quantité  $B/B+p$  reste voisine de 1, le terme  $1/B+p$  restera sensiblement égal à  $1/B$  et pourra être considéré comme constant. L'amplitude relative en M sera donc donnée par la formule :

$$\frac{u(M)}{u_0} \approx \frac{1}{z_0} \left[ \exp A\Phi \right] \left( \sum_p \exp jp\Phi \right) ,$$

d'où on tire :

$$\frac{I(M)}{I_0} \approx \frac{1}{z_0^2} \frac{\exp(-2\pi \alpha^2/\alpha_1^2)}{1 + m \sin^2(nL/\lambda)\alpha^2} \quad \text{avec} \quad m = \frac{4\bar{R}}{(1 - \bar{R})^2} .$$

On observera donc des anneaux de Pérot Fabry dont l'intensité décroît à mesure qu'on s'éloigne du centre.

## 1.2 - VERIFICATION EXPERIMENTALE.

La source utilisée sera un laser He-Ne équipé d'une cavité hémisphérique. Comme nous l'avons déjà signalé, Kogelnik et Li (8) ont montré que, pour un observateur placé à une distance assez grande de la sortie du laser, le faisceau émis peut être considéré comme issu d'un point source localisé. Dans le cas d'une cavité hémisphérique, ce point serait au voisinage du miroir plan et à l'extérieur de la cavité. On sait alors que la répartition de l'intensité lumineuse dans un plan normal à l'axe obéit à une loi

de Gauss. Bien que les calculs numériques aient été faits dans le cas d'un faisceau homogène, nous nous proposons de les comparer aux résultats expérimentaux obtenus à l'aide de la source He-Ne. Cette vérification ne constituera donc qu'une première approximation.

Nous avons réalisé le montage de la figure 3.6. La lentille (L) permet d'obtenir un faisceau plus ouvert.

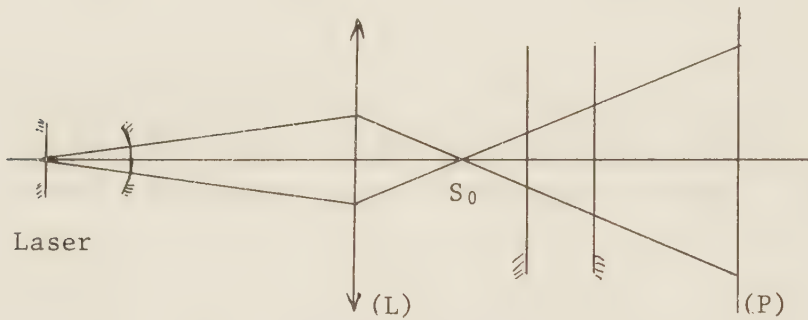


Figure 3.6 -

Pour travailler avec un maximum au centre, le P.F. sera placé sous une cloche à vide où l'on peut régler la pression. Nous avons pris une série de clichés à une distance de plus en plus grande de la sortie de l'interféromètre, on a pu ainsi relever la topographie du champ d'interférence (Fig.3.7)

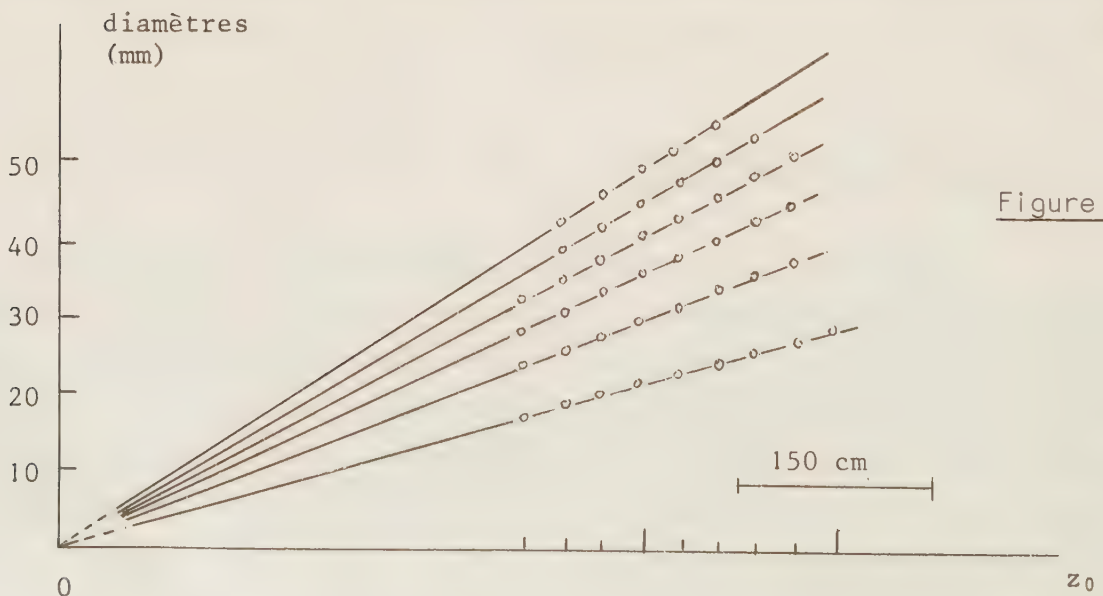


Figure 3.7 -

Nous donnons, Figure 3.8 et 3.9, les enregistrements microphotométriques des plaques photos correspondant à la distance minimum et à la distance maxima d'observation. On peut faire les mêmes remarques que dans l'étude théorique c'est-à-dire : les maxima principaux deviennent d'autant plus importants que la distance d'observation croît et que l'on se rapproche du centre. Si on se place au foyer d'une lentille on observe comme prévu des anneaux de P.F.

Pour pouvoir comparer les résultats numériques avec les résultats expérimentaux, il nous faut connaître la distance  $z_0$ . Or, nous avons vu dans le tableau de la page 44 qu'il y a un décalage entre les valeurs de  $\Phi$  pour les maxima non localisés et les valeurs pour les maxima des anneaux localisés à l'infini. Ce décalage diminue à mesure que  $B$  ou  $z_0$  augmente. Les points représentant les rayons pour les maxima principaux non localisés, en fonction de  $z_0$  (Fig. 3.7) sont alignés sur des droites passant toutes par  $S_0$  à condition de ne considérer que des valeurs assez grandes de  $z_0$ . On peut donc à partir de la carte donnant la topographie du champ déterminer  $z_0$ .

Considérons une position de la plaque, à la distance  $z_0$  de la source; nous mesurons les rayons  $x_n$  des maxima principaux successifs après avoir réalisé un maximum au centre,

$$\Phi_n = \frac{2\pi L}{\lambda} \left( \frac{x_n}{z_0} \right)^2 .$$

Posons  $x_n/z_0 = \alpha_n$  ;  $\Phi_n$  est supérieur à la valeur  $2\pi n$  que l'on obtiendrait pour des anneaux à l'infini :

$$\frac{2\pi L}{\lambda} \alpha_n'^2 = 2\pi n = \Phi_{n\infty} .$$

Pour chaque maximum  $n$ , nous pouvons calculer la valeur  $z_n$  qui doit remplacer  $z_0$  pour que  $\alpha_n = \alpha_n'$  :

$$\frac{2\pi L}{\lambda} \left( \frac{x_n}{z_n} \right)^2 = 2\pi n .$$



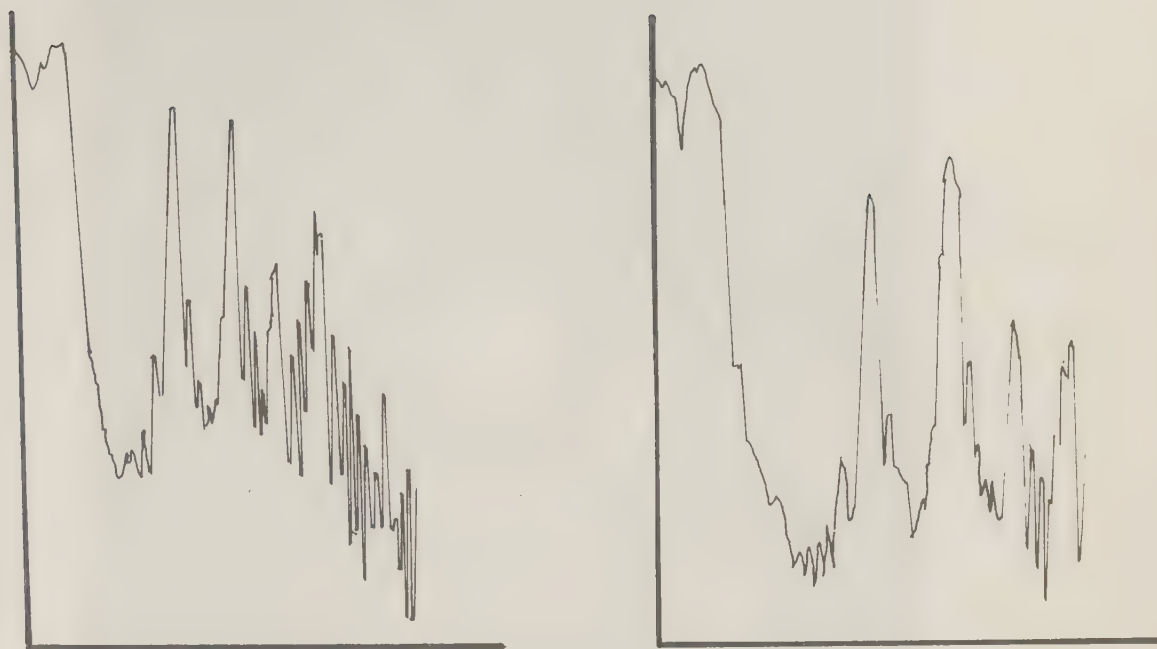


Fig.3.8-9-

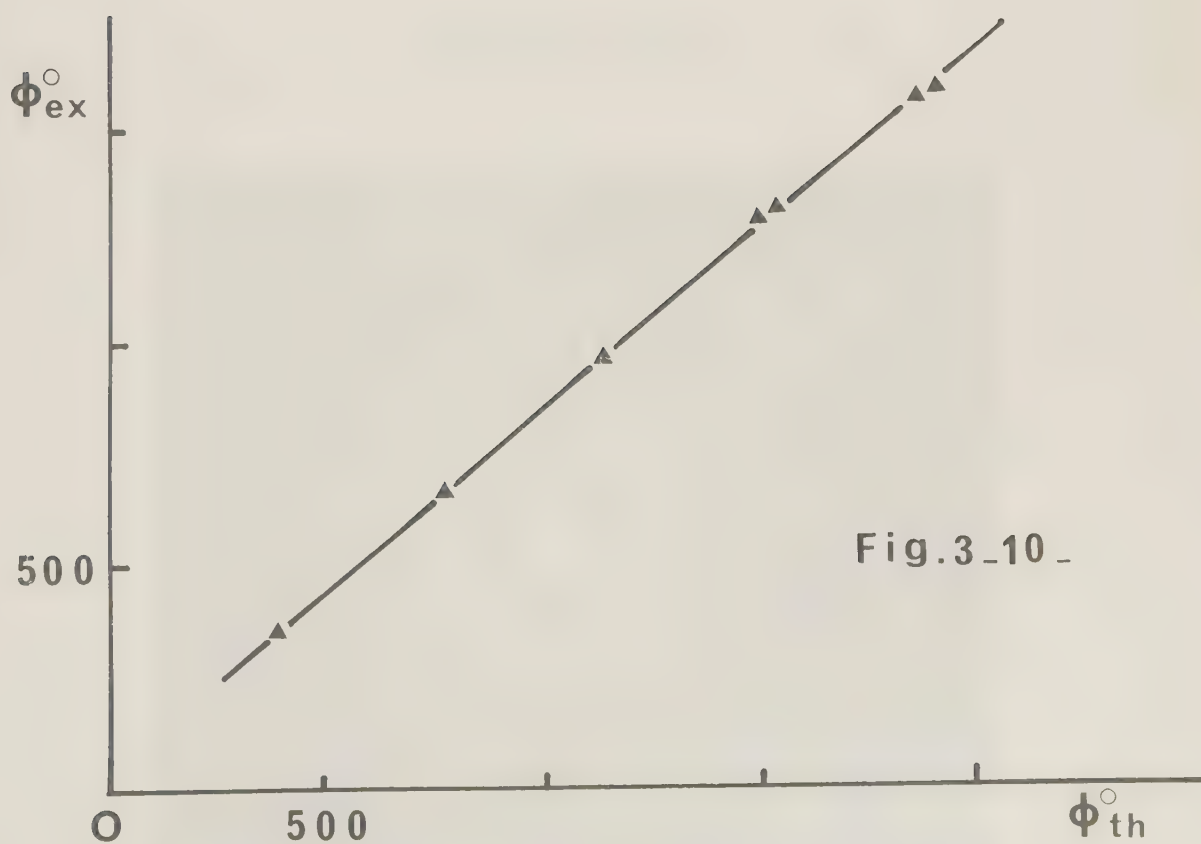


Fig.3-10-



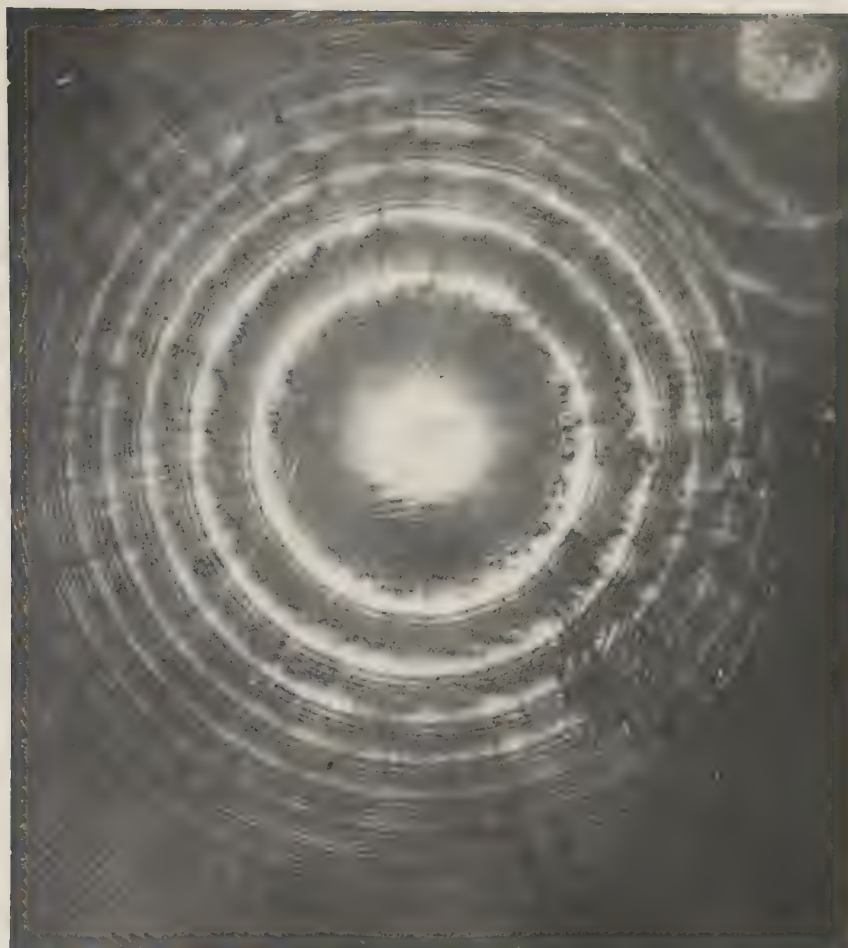


PHOTO.3.1.



PHOTO.3.2.



L'écart entre  $z_n$  et  $z_o$  sera d'autant plus petit en valeur relative que  $z$  est plus grand et  $n$  plus grand.  $\Phi_n$  a été déterminé par le calcul sur ordinateur. On peut, théoriquement, déterminer pour chaque maximum le rapport :

$$\frac{\Phi_n}{\Phi_{\infty n}} = \left( \frac{z_n}{z_o} \right)^2 \quad \text{théorique} \quad \text{(voir tableau page 44)} .$$

Or, on peut expérimentalement mesurer les diamètres des anneaux non localisés qui correspondent à une position de la plaque. Connaissant ces différents diamètres on peut donc en déduire les différentes valeurs de  $z_n$ , on a :

$$z_n = \sqrt{\frac{L}{\lambda n}} \frac{d_n}{2} , \quad d_n \text{ valeur mesurée du diamètre.}$$

On en déduit : 
$$z_o = z_n \left( \frac{z_o}{z_n} \right)_{\text{théorique}} .$$

Si nos hypothèses sont vérifiées,  $z_o$  doit être constant. Nous recensons tous ces résultats dans le tableau ci-dessous.

Tableau -

| N° de l'anneau      | 1    | 2    | 3    | 4    | 5    |
|---------------------|------|------|------|------|------|
| Diamètre $d_n$ (cm) | 2.36 | 3.28 | 3.98 | 4.56 | 5.08 |
| $z_n$ (cm)          | 209  | 205  | 204  | 202  | 201  |
| $z_o$               | 195  | 196  | 197  | 197  | 197  |

Nous avons déterminé directement la distance  $z_o$  en mesurant la distance du conjugué de  $S_o$  au centre d'une lentille de focale connue. La valeur de  $z_o$  ainsi déterminée est  $z_o = 196 \text{ cm} \pm 5 \text{ cm}$ .

Nous voyons que, compte tenu de la précision des mesures,  $z_0$  calculé peut être considéré comme constant et correspond à la distance mesurée.

Nous donnons, Figure 3.10, la courbe où sont portés en abscisse les maximums principaux ainsi que les principaux maximums secondaires théoriques et en ordonnée leurs homologues expérimentaux. Ces points sont alignés suivant une droite. Cette droite a une pente différente de  $45^\circ$ , ce qui était à prévoir étant donné les hypothèses simplificatrices que nous avons faites.

Nous avons réalisé expérimentalement le montage en faisceau convergent. On constate que les maximums secondaires (photo 3.1) sont localisés vers l'intérieur alors qu'ils l'étaient vers l'extérieur dans le cas d'un faisceau divergent (photo 3.2).

En conclusion, nous avons étudié la formation de la figure d'interférence donnée par un P.F. éclairé par une source ponctuelle. La distribution de l'intensité lumineuse dans le plan d'observation variera suivant la nature du faisceau incident émis par la source ponctuelle, mais restera voisine de la distribution donnée par un faisceau incident homogène. Cette distribution constituera donc une première approximation très acceptable.

## 2 - MECANISME DE LA FORMATION DES ANNEAUX OBSERVES AU VOISINAGE DU FAISCEAU PRINCIPAL EMIS PAR UN LASER A RUBIS EQUIPE D'UNE CAVITE DE PEROT-FABRY A MIROIRS PLANS -

### 2.1. - CAS DU RUBIS A FACES TERMINALES REFLECHISSANTES.

Nous avons vu dans le deuxième chapitre que le faisceau laser était caractérisé par un faisceau assez large recouvrant les premiers anneaux d'interférence non localisés. Nous admettrons que l'émission laser peut mettre en jeu deux types d'ondes :

- a • Le premier type d'onde caractérisera le faisceau principal que nous étudierons dans les prochains chapitres. Ce faisceau principal correspond à un mode stationnaire de la cavité, ou plus exactement à un mode pseudostationnaire, puisque l'intensité évolue au cours de l'émission d'un spike (28). Il s'agit généralement du mode TEM-00. Après une double traversée

de la cavité, l'onde qui revient sur le miroir de sortie possède la même forme géométrique, la même répartition lumineuse et la même phase qu'à la fin de la traversée précédente. Ce mode stationnaire alimente, au delà du miroir de sortie, une onde progressive peu divergente qui se propage librement dans le milieu extérieur. Nous étudierons plus loin un mécanisme qui rend compte de l'établissement de ce régime stationnaire.

•b• Le milieu actif peut également engendrer et amplifier d'autres types d'ondes, moins intenses que le faisceau principal. Ces ondes secondaires sont des ondes progressives qui se propagent, en se modifiant, à l'intérieur de la cavité au cours de réflexions successives. Leur divergence est plus grande que celle du faisceau principal, elles se comportent comme des ondes sphériques. Les ondes de ce type, qui pourront atteindre une intensité notable, sont celles qui subissent la diaphragmation la moins importante, c'est-à-dire celles dont la divergence reste encore assez faible pour que plusieurs traversées du milieu amplificateur soient possibles sans pertes notables sur les diaphragmes. Au moment où se produisent ces ondes sphériques, le rubis se comporte comme un étalon de Pérot et Fabry, à faces planes, à l'intérieur duquel l'indice de réfraction a une valeur uniforme.

Les ondes sphériques, au cours des réflexions multiples, paraissent provenir de points sources échelonnés à des distances croissantes, de  $2e$  en  $2e$  si  $e$  est l'épaisseur du rubis (dans ce cas  $e = L$ ).

Les ondes sphériques les plus amplifiées sont centrées sur l'axe du barreau : le rôle des diaphragmes est alors minimum, pour une divergence donnée. On peut de plus admettre qu'il existe un couplage entre le faisceau principal et les ondes secondaires. Il est alors normal que l'onde secondaire ait la même symétrie de révolution et la même fréquence que l'onde primaire qui lui a donné naissance ; sur l'axe de révolution, les ondes sphériques vérifient ainsi la condition de résonance  $2qe = k\lambda$ , et leurs interférences donnent des anneaux non localisés à centre brillant. On retrouve le dispositif que nous avons étudié pour un étalon plan de Pérot et Fabry éclairé par une source ponctuelle. L'identification des deux problèmes est encore confirmée par l'apparition sur certains clichés, pris avec le rubis, de maxima secondaires bordant les maxima principaux des anneaux non localisés.

•c• D'autre part, les coatings eux-mêmes sont légèrement diffusants ; cette lumière diffusée, obtenue à partir du faisceau principal est spatialement incohérente, mais subit aussi, au moment où se forment les

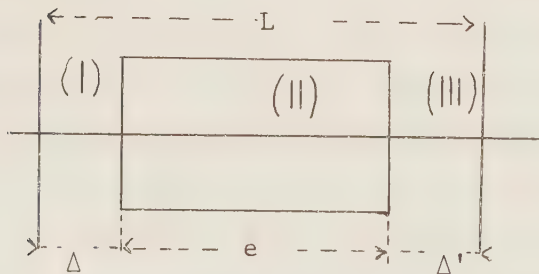
anneaux non localisés, des réflexions multiples sur les faces du rubis ; si on observe sans objectif, à l'extérieur du rubis, cette lumière diffusée donnera un éclaircissement uniforme ; mais si l'on observe dans un plan focal, les rayons successifs, issus d'un même rayon primaire, donneront des anneaux de Pérot et Fabry, à centre brillant puisque la fréquence de la lumière diffusée est celle du faisceau principal. Il en sera de même pour les interférences des ondes sphériques, observées dans un plan focal.

En conclusion, les anneaux qui encadrent le faisceau principal seront nets dans un plan focal (anneaux à l'infini) ; ils constituent un système à centre brillant dont les rayons correspondent à un étalon d'épaisseur  $e$ . Les anneaux non localisés, observés à une distance  $z_0$  du point source seront d'autant plus nets que le paramètre  $B = z_0/2e$  sera plus grand.

Si à un autre instant de l'émission du spike, le milieu actif permet l'établissement d'un faisceau stationnaire intense, ce faisceau ne donnera pas lieu à la production d'un système d'anneaux par les deux faces du rubis, puisque pour le faisceau stationnaire les réflexions successives redonnent toujours la même onde sur le miroir de sortie. On n'observera pas d'anneaux localisés ou non localisés à l'intérieur de la tache centrale de l'émission laser. Nous reviendrons sur ce problème dans le dernier chapitre.

Si les ondes sphériques présentent une distribution de Gauss autour de l'axe du barreau, on obtiendra le cas étudié dans un chapitre précédent ; l'intensité des maxima successifs variera suivant une loi de Gauss.

## 2.2. - LASER A MIROIRS PLANS EXTERIEURS.



Les anneaux seront plus faciles à observer, car ils pourront se produire, quelque soit l'état du milieu actif, au moment de l'émission la plus intense du faisceau principal, grâce aux réflexions multiples dans les cavités I ou III.

Figure 3.11 -

On pourra même les observer dans la tache principale, si la divergence du faisceau principal est supérieure au rayon angulaire des premiers anneaux.

Effectivement, nous avons vu, dans l'étude expérimentale, que l'on obtient encore des anneaux à centre brillant, mais dont les rayons sont définis par  $\Delta$  ou  $\Delta'$  ; supposons par exemple que les rayons des anneaux correspondent à  $\Delta'$  .

Il est bien connu que des cavités couplées dans un laser permettent de contrôler l'émission ; toute perturbation créée dans III agira sur l'émission de L . (29)

L'émission sera particulièrement intense quand  $\Delta'$  et L seront accordées ; on obtient alors dans  $\Delta'$  pour les ondes sphériques dérivées du faisceau principal des anneaux à centre brillant. Toutefois un mode longitudinal de L , voisin du mode qui réalise l'accord, pourra apparaître avec une intensité plus faible ; on observe alors, comme nous l'avons vu, un deuxième système d'anneaux, identique au premier, mais qui ne présente pas de maximum au centre.

A priori on devrait observer soit des anneaux liés à  $\Delta$  , soit des anneaux de rayons différents liés à  $\Delta'$  . Le fait qu'un système prédomine peut être lié à la qualité respective des faces du rubis.

~~~~~


T R O I S I E M E P A R T I E

ETUDE EXPERIMENTALE DU FAISCEAU PRINCIPAL -

Les chapitres 4 et 5 sont consacrés à l'étude des méthodes de mesures des paramètres des ondes de Gauss associées au faisceau principal.

La méthode interférométrique (Chapitre 4) nous permet de connaître le comportement de ces paramètres au cours de l'émission laser.

Nous donnons dans le chapitre 6 les résultats des mesures de deux des échantillons que nous avons systématiquement étudiés à l'aide de la méthode microphotométrique. Nous prenons pour variables la longueur de la cavité et la tension appliquée à la lampe flash et nous mesurons la divergence du faisceau laser et le paramètre de l'onde de Gauss sur le miroir de sortie.

La comparaison de ces résultats nous permet de mettre en évidence les réseaux de caractéristiques d'un rubis et des formules empiriques reliant les paramètres de l'onde émise à la longueur de la cavité et au potentiel appliqué à la lampe excitatrice.

~~~~~



# CHAPITRE\_4 - LES METHODES INTERFEROMETRIQUES. Application à l'étude du rayon de courbure de l'onde émise par un laser à rubis, en fonction du temps et du plan d'observation.

Ces méthodes sont destinées à déterminer la forme de l'onde d'un faisceau lumineux. Elles consistent à faire interférer cette onde avec une onde de référence dont le rayon de courbure est parfaitement connu.

Si le système est de révolution, on doit observer des anneaux dont les rayons successifs seront donnés par une relation de la forme :

$$r_p^2 = 2\lambda R_0(p + \epsilon) \quad ; \quad p = 0,1,2,\dots \quad ,$$

où  $p$  désigne le numéro d'ordre de l'anneau considéré,  $\epsilon$  l'excédent fractionnaire au centre,  $\lambda$  la longueur d'onde de la radiation lumineuse ;  $R_0$  sera homogène à une longueur et sera relié au rayon de courbure à déterminer par une relation qui dépendra du système interférentiel choisi.

Si, au cours de l'émission laser, le rayon de courbure  $R$  de l'onde varie, c'est-à-dire si la courbure de l'onde change,  $R_0(R)$  variera de  $dR_0$ . Quand un maximum se placera là où existait un minimum d'interférence le système se brouillera. Pour le  $p^{i\text{ème}}$  anneau ceci aura lieu si on a :  $dR_0 = R_0/2p$ . En conséquence, si le rayon de courbure de l'onde étudiée varie, les anneaux périphériques se brouilleront plus rapidement que les anneaux voisins du centre.

# 1 - DIFFUSION DE L'ONDE LASER SUR UN DEFECT PONCTUEL -

Cette méthode est la plus facile à réaliser. Elle a été utilisée par Bondarenko (30) dans le cas où la cavité de Pérot et Fabry était de l'ordre de 250 cm. Le faisceau laser à étudier est envoyé sur une lame semi-transparente, présentant au centre du faisceau laser un défaut ponctuel qui donnera naissance à une onde sphérique cohérente (Figure 4.1).

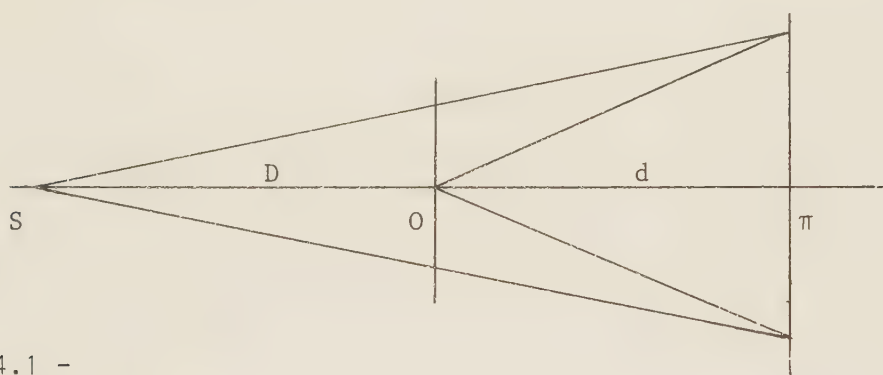


Figure 4.1 -

On observera des anneaux d'interférence dont le rayon sera donné par la relation :

$$r_p^2 = 2\lambda \frac{d(d + D)}{D} p \quad (p \text{ entier}) ,$$

où  $d$  est la distance du plan d'observation à la lame semi-transparente ;  
 $D$  la distance de cette lame au centre de courbure de l'onde incidente.

Soit  $\theta$  l'ouverture angulaire du faisceau laser (quelques  $10^{-3}$  radians) ; le nombre  $p$  d'anneaux visibles est :

$$p = \theta^2 \frac{D}{2\lambda} \left(1 + \frac{D}{d}\right)$$

pour mesurer un nombre suffisant d'anneaux, pour une valeur  $D/d$  donnée, il est nécessaire de prendre  $D$  suffisamment grand. Nous posons :

$$i = \Delta r^2 = r_{p+1}^2 - r_p^2 .$$

L'erreur relative sur la mesure de  $D$  est donnée par la relation :

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{\Delta d}{d} \left(2 + \frac{D}{d}\right) + \frac{\Delta i}{i} \left(1 + \frac{D}{d}\right) \quad , \quad \text{où } i \text{ est l'interfrange.}$$

Pour que l'erreur soit acceptable il faut  $d > D$ , comme on a intérêt à avoir  $D$  assez grand, la distance  $D + d$  devra être importante et la luminosité de la figure d'interférence sera par conséquent très faible. En conséquence, nous n'utiliserons pas cette méthode qui s'adapte mal à nos mesures.

On ne peut d'ailleurs prendre pour  $(D + d)$  donné, une valeur de  $D$  trop petite, car on ne verrait plus dans le champ suffisamment d'anneaux pour que la mesure ait un sens.

## 2 - INTERFEROMETRE ADAPTE A LA DETERMINATION DE LA PHASE D'UN FAISCEAU DE GAUSS -

On obtient l'hologramme d'un objet ponctuel en faisant interférer l'onde sphérique obtenue par la diffusion de la lumière sur cet objet avec une onde plane cohérente prise comme onde de référence (31). T.Miyamoto et K.Yasuura (32,33) utilisent cette méthode pour déterminer expérimentalement les paramètres d'un faisceau de Gauss émis par un laser à gaz. La précision de leur mesure dépend essentiellement de la planéité de l'onde de référence. Nous proposons une amélioration de cette méthode qui doit permettre d'étudier un faisceau de Gauss de caractéristiques inconnues.

### 2.1. - PRINCIPE DE LA METHODE.

Si un faisceau de Gauss traverse un système optique caractérisé par la matrice de transfert de l'optique géométrique  $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$  que nous avons définie dans les généralités, les paramètres  $q_1$  et  $q_2$  qui déterminent le faisceau dans deux plans  $(\pi_1)$  et  $(\pi_2)$  situés de part et d'autre du système optique sont liés par la relation (8) :

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad .1.$$

Rappelons que  $A, B, C, D$  dépendent de la position des plans  $(\pi_1)$  et  $(\pi_2)$  ;  $q$  est un paramètre complexe qui est relié à la largeur  $W$  du faisceau de Gauss et au rayon de courbure  $R$  de l'onde dans un plan  $(\pi)$  par la relation

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - j \frac{\lambda}{\pi W^2} \quad .2.$$

Si les plans  $(\pi_1)$  et  $(\pi_2)$  sont deux plans conjugués d'une lentille mince convergente la matrice de transfert s'écrit (34)

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - (d_2/f) & 0 \\ -1/f & 1 - (d_1/f) \end{pmatrix} \quad .$$

Si  $(\pi_1)$  et  $(\pi_2)$  sont deux plans conjugués d'un système de lentilles minces on aura toujours  $B = 0$  . La relation .1. s'écrit alors :

$$\frac{1}{q_2} = \frac{C}{A} + \frac{D}{A} \frac{1}{q_1} \quad .3.$$

Soit en identifiant les parties réelles et imaginaires :

$$\left( \frac{W_2}{W_1} \right)^2 = \frac{A}{D} \quad \text{et} \quad \frac{1}{R_2} = \frac{C}{A} + \frac{D}{A} \frac{1}{R_1} \quad , \quad .4.$$

$\frac{A}{D}$  est le carré  $g^2$  du grandissement latéral. Notre méthode consiste à placer dans un des bras d'un interféromètre de Mach et Zehnder un système de lentilles minces et à faire interférer les ondes qui ont traversé les deux bras de l'interféromètre. On observera la figure d'interférence obtenue dans le plan conjugué, à travers le système de lentilles, du plan dans lequel on veut mesurer le rayon de courbure de l'onde incidente.

## 2.2. - EMPLOI D'UN SYSTEME INTERFERENTIEL A UNE LENTILLE.

Appelons  $R_1$  le rayon de courbure de l'onde incidente dans le plan  $(\pi_1)$ . Le rayon de courbure  $R_2$  dans le plan conjugué  $(\pi_2)$  du plan  $(\pi_1)$  à travers la lentille sera donné par la relation  $1/R_2 = 1/gf + 1/g^2 R_1$  avec  $g = d_2/d_1$ ,  $d_2$  et  $d_1$  sont les distances des plans  $(\pi_1)$  et  $(\pi_2)$  au centre de la lentille mince convergente de distance focale  $f$ . Le rayon de courbure  $R_3$  de l'onde directement transmise par l'autre bras sera relié à  $R_1$  par l'expression :

$$\frac{1}{R_3} = \frac{1}{R_1 + (d_1 + d_2)}$$

Ceci à condition que le faisceau soit assez divergent ou encore dans le cas des ondes concentriques ou ondes sphériques.  $R_0$  mesuré sur les anneaux d'interférence sera relié à  $R_1$  par une relation de la forme :

$$\frac{1}{R_0} = \frac{1}{R_3} \pm \frac{1}{R_2} ,$$

. 5 .

le signe  $\pm$  dépend de la concavité relative des deux ondes transmises par l'interféromètre dans le plan  $(\pi_2)$ .

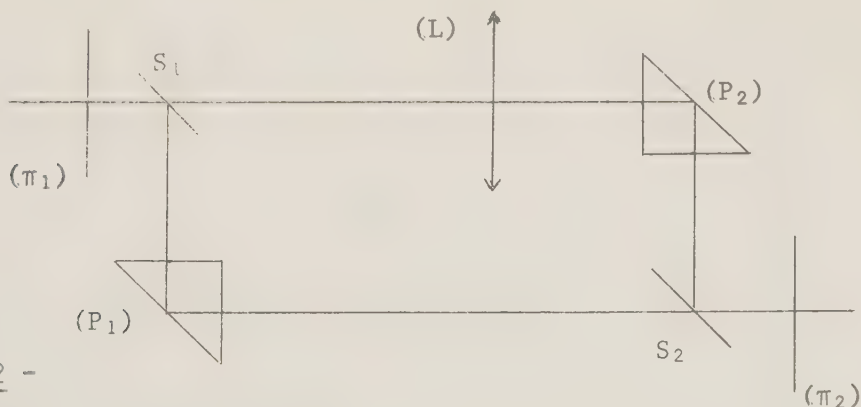


Figure 4.2 -

$S_1$  et  $S_2$  : séparatrices

$P_1$  et  $P_2$  : prismes à réflexion totale. (L) lentille.



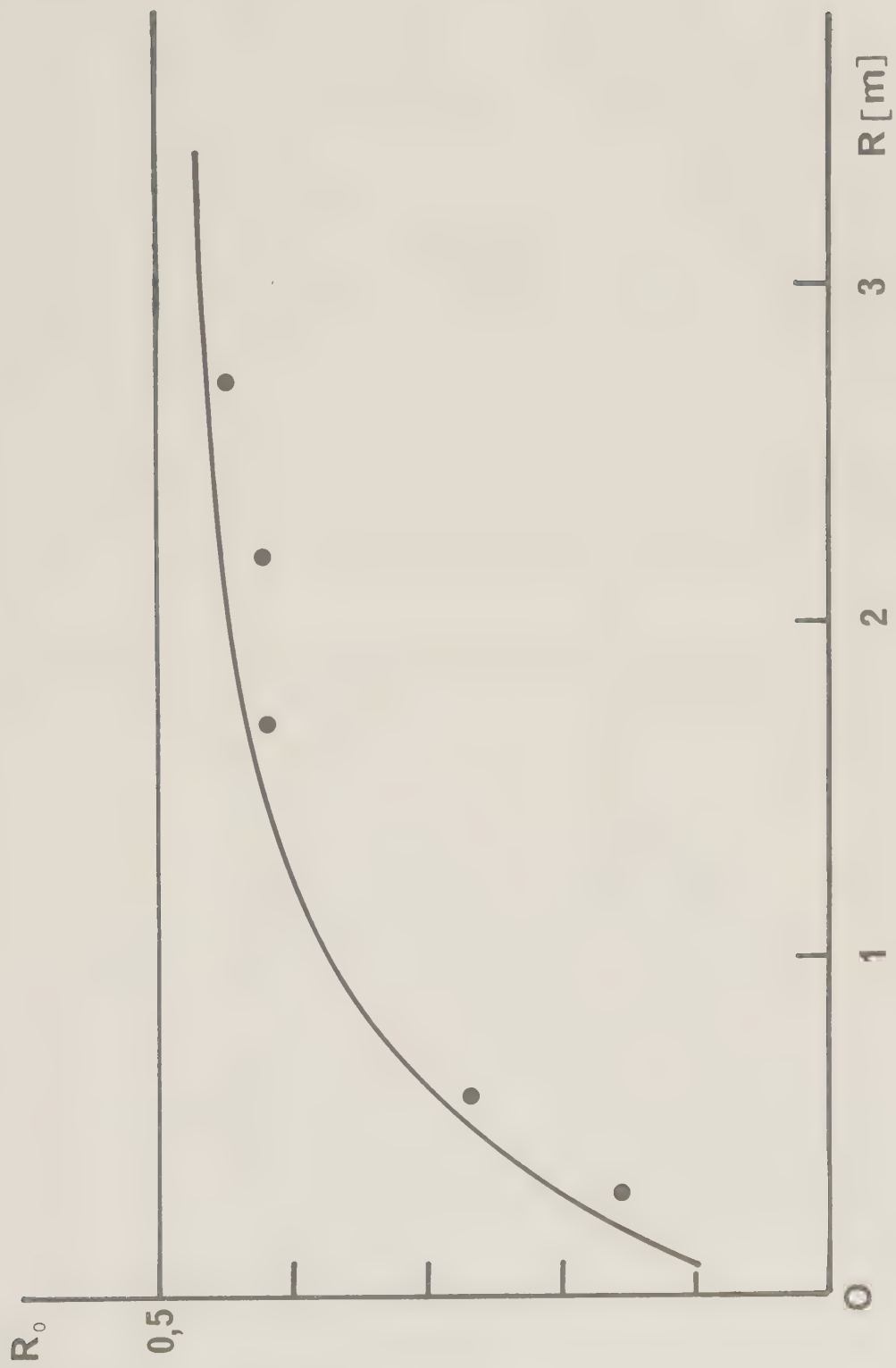


Fig. 4.3.



Dans le cas où les deux faisceaux qui interfèrent sont deux faisceaux divergents, c'est le cas de la figure 4.2, un calcul élémentaire montre que la relation .5. s'écrit :

$$R_0 = \frac{1}{d_1 - f} \frac{f^2 R_1 \{ (R_1 + d_1)(d_1 - f) + d_1 f \}}{\{ (R + d_1)(d_1 - f) + d_1 f \} (R + d_1 - f) - f^2 R} .$$

Nous donnons Figure 4.3 les variations de  $R_0$  en fonction de  $R_1$  dans le cas particulier :  $d_1 = d_2 = 2f = 100$  cm . Les points expérimentaux ont été obtenus en éclairant l'interféromètre à l'aide d'un laser à gaz He-Ne, dont les paramètres de la cavité laser sont connus, placé à des distances croissantes par rapport à l'interféromètre.

La précision des mesures décroît au fur et à mesure que  $R$  croît puisque  $R_0$  tend vers une asymptote si  $R_1$  augmente. Ce système interférentiel ne sera utilisé que pour la mesure des faibles rayons de courbure.

### 2.3. - ETUDE D'UN SYSTEME INTERFERENTIEL A DOUBLET AFOCAL. (6)

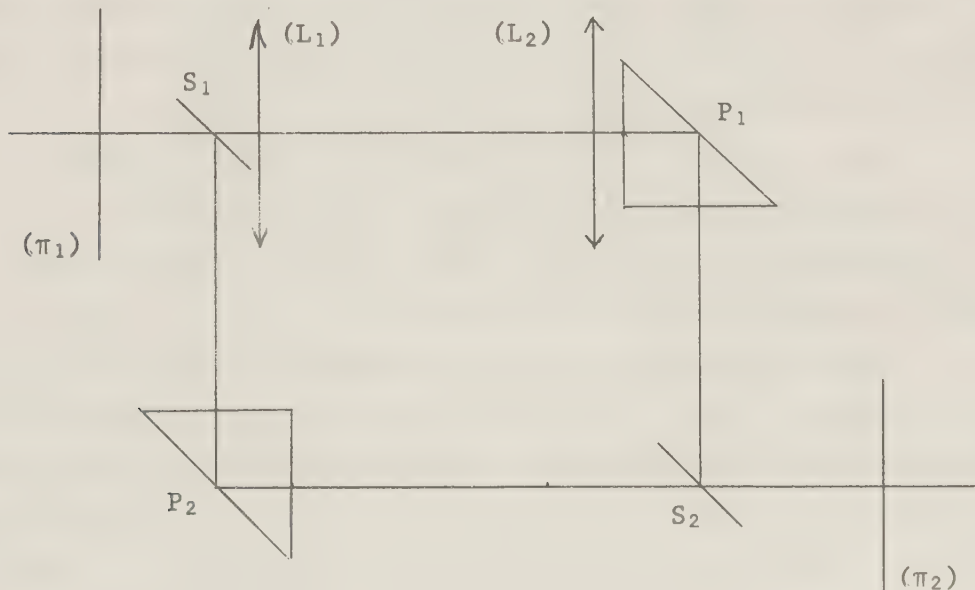


Figure 4.4 -

Les lentilles minces  $L_1$  et  $L_2$  constituent un doublet afocal. Dans ce cas, les plans  $(\pi_1)$  et  $(\pi_2)$  seront localisés dans le plan focal objet de la première lentille et dans le plan focal image de la seconde. On aura :

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{g^2 R_1} \quad \text{et} \quad \frac{1}{R_3} = \frac{1}{R_1 + 2(f_1 + f_2)} \quad .$$

Nous faisons encore une approximation pour  $R_3$  en supposant des ondes de type concentrique pour le faisceau  $\pi_1$ . Dans le cas où le centre de courbure de l'onde incidente est suffisamment loin, on aura :

$$\frac{1}{R_0} = \frac{R_1(g^2 - 1) - 2(f_1 + f_2)}{g^2 R_1(R_1 + 2(f_1 + f_2))} \quad .$$

Nous prenons comme source pour tester la méthode un laser He-Ne en montage hémisphérique ; rappelons que les ondes émises paraissent provenir d'un point lumineux situé sur le miroir plan de la cavité ; pour rendre le faisceau incident plus convergent nous le focalisons par une lentille à court foyer ; les ondes obtenues sont des ondes sphériques centrées sur un point  $S_0$  voisin du foyer de la lentille ; nous pouvons alors mesurer sur le banc d'optique la distance de  $S_0$  au plan  $\pi_1$ , c'est-à-dire  $R_1$ .

Nous donnons sur le diagramme de la figure 4.5 les variations de  $R_0$  en fonction de  $R_1$  dans le cas d'un doublet 1-7-6. La courbe théorique est tracée en traits pleins ; les points expérimentaux déduits des interférogrammes sont reportés sur le graphique.

Cette courbe est une hyperbole mais pratiquement  $R_0$  est une fonction linéaire de  $R_1$  pour les valeurs mesurées, la pente de la droite dépend du doublet afocal choisi. il faut remarquer que la principale cause d'erreur est due à la précision de la détermination expérimentale de la distance  $\Delta$  qui sépare les deux lentilles lors du montage de l'interféromètre.

Un calcul élémentaire permet de montrer qu'une erreur  $\varepsilon$  sur la distance  $\Delta$  entraîne si  $f_2 \ll R + \Delta$  une erreur  $\Delta R_0$  sur  $R_0$  telle que :

$$\Delta R_0 = \frac{R_0^2}{f_2^2} \epsilon \quad .$$

Nous avons expérimentalement vérifié la variation parabolique de  $\Delta R_0$  quand  $R_0$  croît.

Conclusion. Le second montage sera beaucoup plus sensible aux variations de la courbure de l'onde incidente, puisqu'il conduit à une asymptote inclinée au lieu d'une asymptote horizontale. Si on veut observer le contraste pour étudier la cohérence temporelle du faisceau il sera au contraire préférable d'utiliser le premier montage qui nous affranchira des variations accidentelles de la courbure de l'onde.

### 3 - APPLICATION A L'ETUDE DE LA PHASE DU FAISCEAU EMIS PAR UN LASER A RUBIS -

L'interféromètre équipé du doublet 1-7-6 a été placé sur le trajet du faisceau émis par un laser à rubis fonctionnant en relaxé. La photo 4.1.a est obtenue quand on utilise que le faisceau qui a traversé le bras (a) de l'interféromètre, la photo 4.1.b concerne le faisceau qui a traversé le bras (b) et la photo 4.1.c concerne la figure d'interférence donnée par les deux faisceaux simultanés.

Les anneaux non localisés situés au voisinage du faisceau principal que nous avons déjà étudié n'apparaissent pas sur les clichés (a) et (b). Les anneaux du cliché (c) proviennent bien du phénomène d'interférence entre les deux faisceaux précédents. Puisque les anneaux périphériques de l'interférogramme sont parfaitement nets on peut conclure qu'au cours de l'émission laser le rayon de courbure  $R$  de l'onde reste constant. Comme :

$$R = d \left[ 1 + \left( \frac{\pi W_0^2}{\lambda d} \right)^2 \right] \quad ,$$

on peut conclure que  $W_0$  et  $d$  n'ont pas changé, c'est-à-dire que le faisceau n'a pas évolué tout au moins durant la période intense des spikes. La largeur  $W$



(a)

(b)

(c)



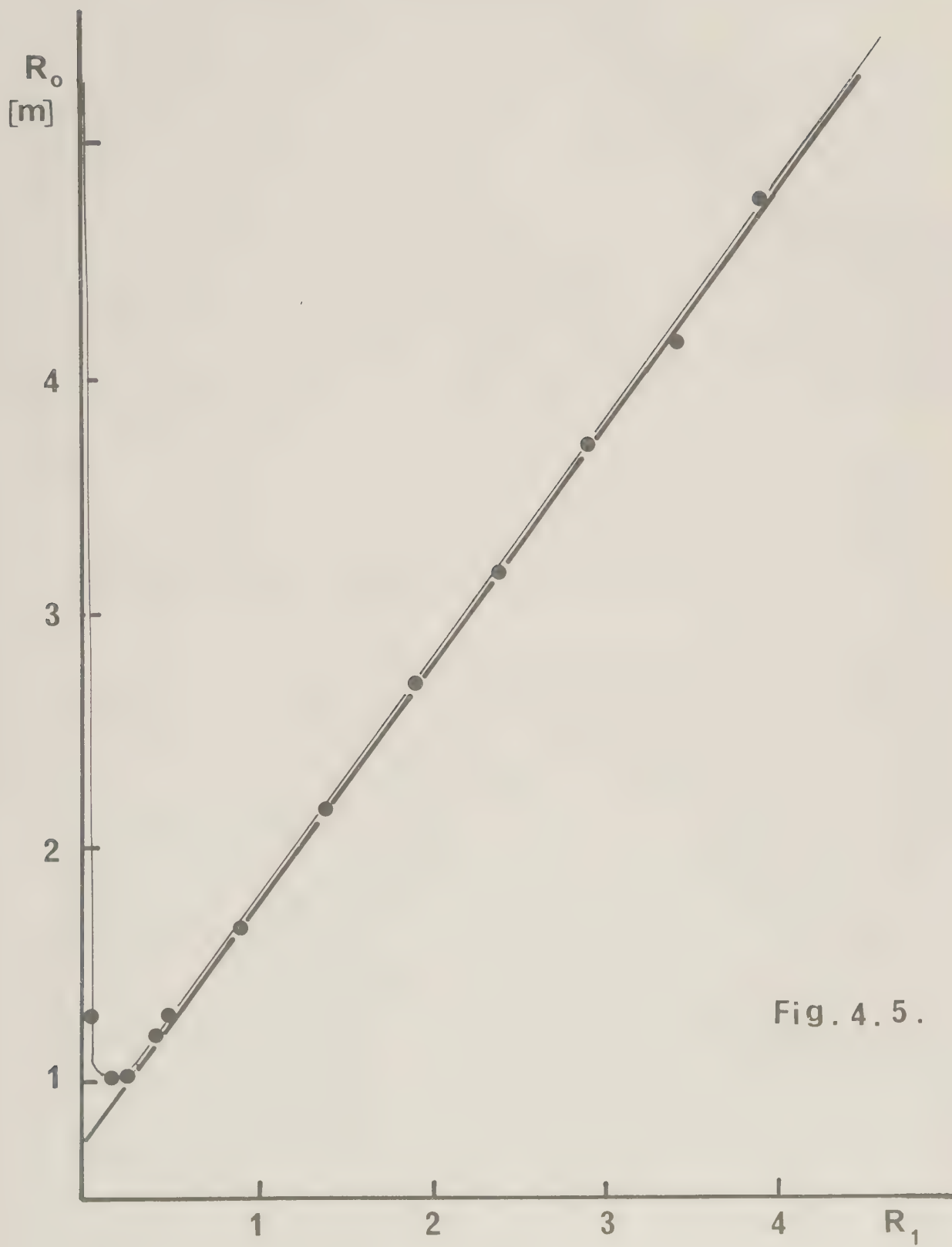


Fig. 4.5.



du faisceau est constante pendant l'effet laser. En conclusion, l'angle  $\theta = \lambda/\pi W_0$  que font les asymptotes de la courbe  $W^2 = f(d)$  quand  $d \rightarrow \infty$  restera constant au cours de l'émission des spikes.

Nous pensions pouvoir mesurer  $R$  comme dans le cas des interférogrammes donnés par le laser à gaz, mais les clichés obtenus ne donnent pas, au voisinage du centre, des anneaux assez nets pour pouvoir déterminer avec précision le centre du système d'anneaux.

Il semblerait qu'au voisinage du centre l'onde laser soit plus déformée que sur les bords du barreau. Remarquons enfin que si le rubis émet sur un mode transversal d'ordre supérieur  $TEM_{mn}$  ( $m \neq 0$ ,  $n \neq 0$ ) la figure d'interférence présentera des décrochements puisque on observe un déphasage d'un lobe lumineux à un autre, ces décrochements devant disparaître quand on observe le mode  $TEM_{00}$ .

#### 4 - INTERFEROMETRE A DEUX DOUBLETS AFOCAUX - (35)

Le système interférentiel à doublet afocal que nous avons utilisé pour obtenir les interférogrammes d'un laser à rubis suppose que l'onde incidente est une onde de type concentrique. Nous avons mis au point un interféromètre qui permet d'obtenir quelque soit le type d'onde de Gauss considéré une relation linéaire entre le rayon de courbure  $R_1$  de l'onde incidente et le rayon de courbure  $R_0$  directement mesuré à partir des interférogrammes. Pour cela il suffit de placer dans chacun des bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder un doublet afocal de telle façon que les plans focaux objets  $(\pi_1)$  et  $(\pi'_1)$  de chaque doublet coïncident ainsi que les plans focaux images  $(\pi_2)$  et  $(\pi'_2)$  de ces mêmes doublets. Les premières lentilles  $(L_1)$  et  $(L'_1)$  étant placées de telle manière que leur plan focal objet coïncide ; on introduira sur l'un des bras de l'interféromètre une "ligne retard" qui permettra de faire coïncider les plans focaux images des lentilles  $(L_2)$  et  $(L'_2)$  ; c'est dans ce plan que se formera l'interférogramme (Figure 4.6). Si  $g$  et  $g'$  sont les grandissements latéraux de chaque doublet on aura :

$$R_2 = g^2 R_1 \quad \text{et} \quad R_3 = g'^2 R_1 \quad ,$$

soit :

$$R_0 = \frac{g^2 g'^2}{(g'^2 - g^2)} R_1 = G^2 R_1 \quad , \quad \frac{1}{G^2} = \frac{1}{g^2} - \frac{1}{g'^2} \quad ,$$

en supposant  $R_2 < R_3$  ou  $g < g'$  .

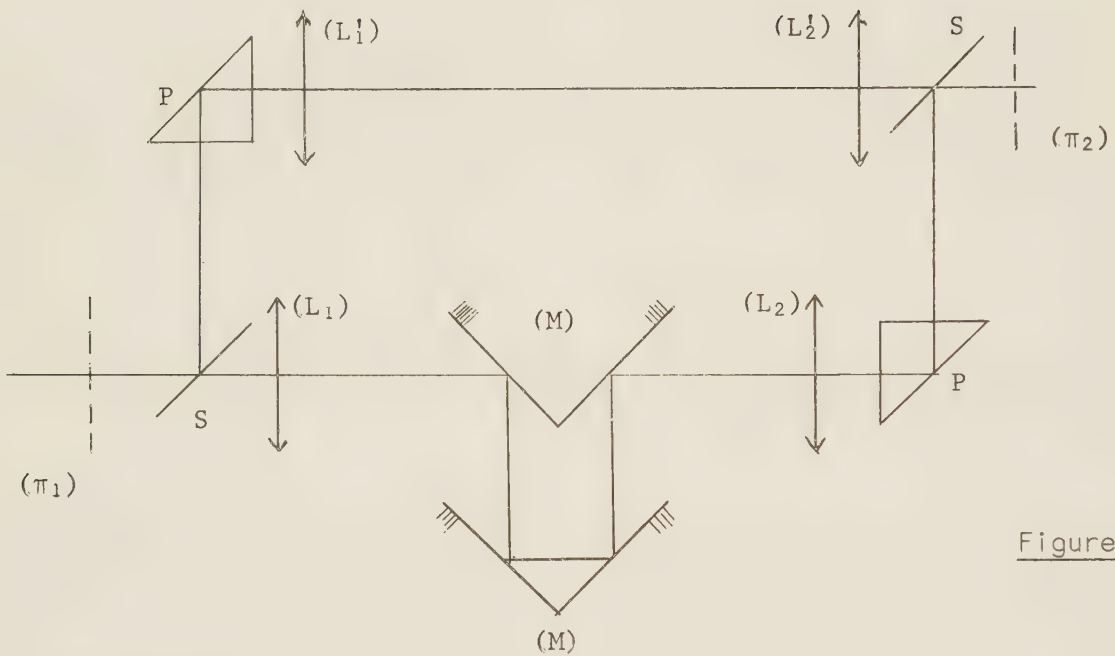
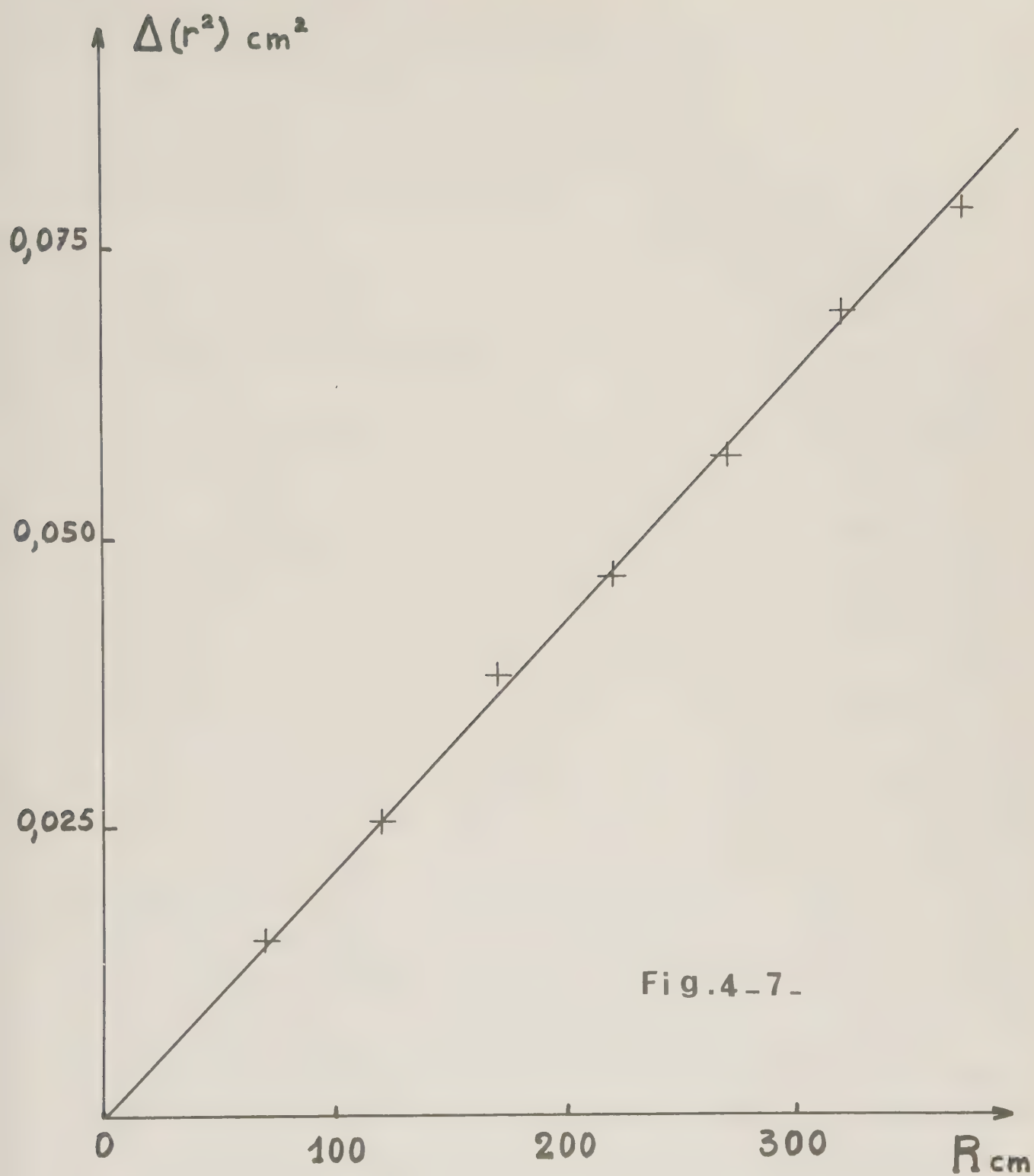


Figure 4.6 -

La figure 4.7 donne la courbe d'étalonnage que nous avons réalisée expérimentalement ( $G = 0,92$ ) . On a porté en ordonnées  $\delta(r^2) = 2\lambda G^2 R_1$  donné par les interférogrammes et en abscisses les rayons de courbures  $R_1$  d'une onde de Gauss dont on connaissait les paramètres.

Pour caractériser plus sûrement le faisceau émis par le laser à rubis nous avons complété la méthode interférométrique par une méthode microphotométrique.





## CHAPITRE 5 - METHODE MICROPHOTOMETRIQUE

### 1 - DEFINITION EXPERIMENTALE DE LA DIVERGENCE -

La méthode photographique convient à l'étude des phénomènes de durée très brève et de grande intensité que sont les spikes.

Considérons la tache lumineuse obtenue sur une plaque photographique placée normalement au faisceau laser. Nous supposons que cette tache est circulaire et a la symétrie de révolution ; soit  $r$  la distance au centre. Appelons  $I(r)$  la distribution de l'intensité. Si  $I_0$  est l'intensité maximum au centre, on appellera largeur du faisceau la valeur  $r'$  de  $r$  correspondant à une intensité  $I_0/e$ . Si on relève la largeur des taches obtenues pour différentes valeurs de la distance  $z$  de la plaque photo à la sortie du barreau, l'expérience montre que, pour une distance d'observation assez grande,  $r'(z)$  est une droite (36). On définira la divergence angulaire comme la quantité  $\theta_z = \Delta r' / \Delta z$ . Plaçons une lentille mince convergente de diamètre beaucoup plus grand que le diamètre du barreau devant la sortie du laser. Soit  $r'_f$  la largeur de la tache dans le plan focal de la lentille. On définira la divergence angulaire du faisceau laser comme la quantité  $\theta_f = r'_f / f$  ;  $f$  : distance focale de la lentille ;  $r'_f$  dépend de la distribution de la lumière laser dans le plan de sortie. Dans le cas où le faisceau laser correspond à un mode  $TEM_{00}$  la largeur expérimentale  $r'$  correspondra à la largeur en amplitude  $W$  du faisceau de Gauss et vérifiera la relation  $\sqrt{2} r' = W$ .

Si le faisceau laser correspond à un ou plusieurs modes d'ordre supérieur  $TEM_{mn}$  ( $m$  et  $n \neq 0$ ) la définition expérimentale de la divergence que nous avons donnée n'a plus de sens, si on veut comparer le faisceau laser à un faisceau de Gauss. Il serait préférable dans ce cas de repérer par exemple les minimums nuls et d'en déduire éventuellement le paramètre  $W$  cherché. Mais nous aurons essentiellement à considérer dans nos mesures que des répartitions de type gaussien.

## 2 - REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES -

De nombreuses techniques pour mesurer la divergence ont été proposées dans la littérature. Mc Clung (37) à l'aide d'une méthode de graduation de l'intensité trouve un angle de divergence de l'ordre du milliradian.

Bortfeld (38) en utilisant des filtres de densité neutre a étudié la divergence en fonction de la qualité du rubis. Waymant (39) a déterminé le profil du faisceau laser et étudié la distribution de l'intensité lumineuse. Winer (40) et Avizonis (41) ont mis au point deux techniques voisines qui permettent de connaître rapidement la divergence sans un étalonnage préalable des plaques.

Bortfeld (38), Mc Mahon (42), Kellington et Katzman (43) ont montré que l'angle de divergence dépend beaucoup de la qualité optique du rubis utilisé, du défaut de parallélisme, de la réflectivité des miroirs et la nature des modes excités. Lisitsa et Al (44) ont étudié les variations de l'angle de divergence émis par un laser à rubis en fonction des longueurs de cavité qui varient entre 80 et 350 cm. La théorie qu'ils proposent n'est pas confirmée par l'expérience. Evtuhov et Neeland (45) ont montré que l'on observe expérimentalement des ondes qui correspondraient aux modes d'un résonateur à miroir sphérique étudié théoriquement par Boyd et Gordon (46). Ces résultats sont d'ailleurs confirmés par Leontovich et Veduta (47). Toutefois aucune explication du phénomène n'a été proposée. Dans un autre article, Evtuhov et Neeland (36) ont montré que l'angle de divergence du faisceau laser à rubis varie en fonction de la longueur suivant une loi en  $(L)^{-1/2}$ . Signalons les travaux de Anan'ev, Mac et Sidov (48) qui ont étudié la divergence d'un laser à verre au néodyme et à  $\text{CaF}_2$  ;  $\text{Sn}^{2+}$ .

Il résulte de ces travaux qu'il est nécessaire de faire des mesures systématiques de l'angle de divergence en fonction des paramètres caractérisant le laser. Nous nous sommes proposé de mener simultanément les mesures de la divergence  $\theta$  et du paramètre  $r'$  sur le miroir de sortie de la cavité ;  $\theta$  et  $r'$  caractérisent entièrement un faisceau de type gaussien ; nous déterminons  $\theta$  et  $r'$  en fonction des conditions expérimentales : longueur de la cavité et puissance de pompage.

### 3 - METHODE EXPERIMENTALE - (49)

#### 3.1. - LE MONTAGE.

Le montage que nous utilisons dérive des montages de Avizonis et Winer (41) (40). Le faisceau laser est envoyé sur une lame d'air prismatique formée avec deux galets de Pérot-Fabry sur lesquels a été déposée une semi aluminure. Cette lame est placée contre une lentille mince (L) ( $f = 96$  cm) afin que les différents faisceaux issus de la lame passent près de son centre optique (Figure 5.1). Sur la plaque photographique située au foyer de cette lentille on observera une série de taches d'intensité décroissante.

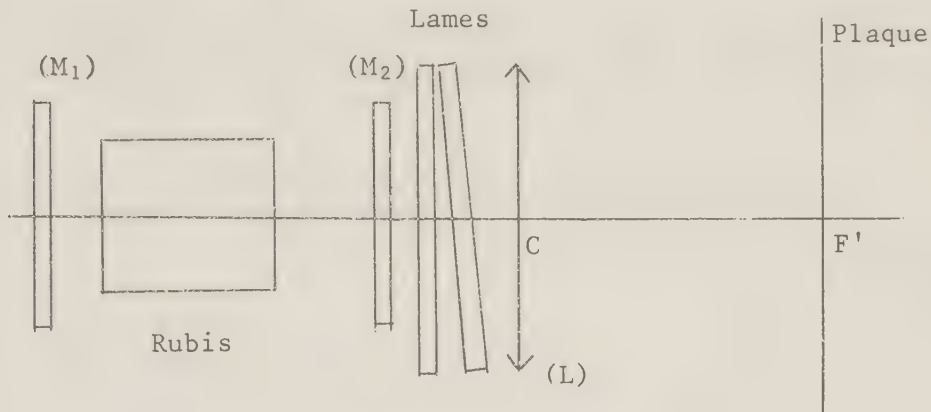


Figure 5.1 -

L'angle de déviation du dernier faisceau ne dépasse pas dans nos expériences  $0,07$  rad ; le plan de la plaque photo et les plans de section droite des différents faisceaux sont donc pratiquement confondus. Remarquons que la lame d'air est plus facile à obtenir que la cellule proposée par Winer, de plus ; cette lame étant avant la lentille, la plaque photo est dans le plan focal image. On observe ainsi sur la plaque la distribution à l'infini pour chaque faisceau. Pour éviter de saturer les plaques nous avons dû utiliser des filtres atténuateurs neutres, ou, parfois même, travailler avec une faible portion du faisceau obtenu à l'aide d'une lame séparatrice. On peut facilement montrer que l'emploi d'un filtre neutre ne modifie pas le profil de la tache laser étudiée.

### 3.2. - ETUDE D'UN RELEVÉ MICROPHOTOMETRIQUE.

Soit  $\bar{R}$  le pouvoir réflecteur en intensité pour les lames. Si  $I$  est l'intensité reçue par le centre de la première tache directement transmise, les intensités reçues pour ces taches successives seront au centre :  $I\bar{R}^2$ ,  $I\bar{R}^4$ , ...,  $I\bar{R}^{2n}$ . Le négatif obtenu est passé au microphotomètre qui explore un même diamètre sur les différentes taches.

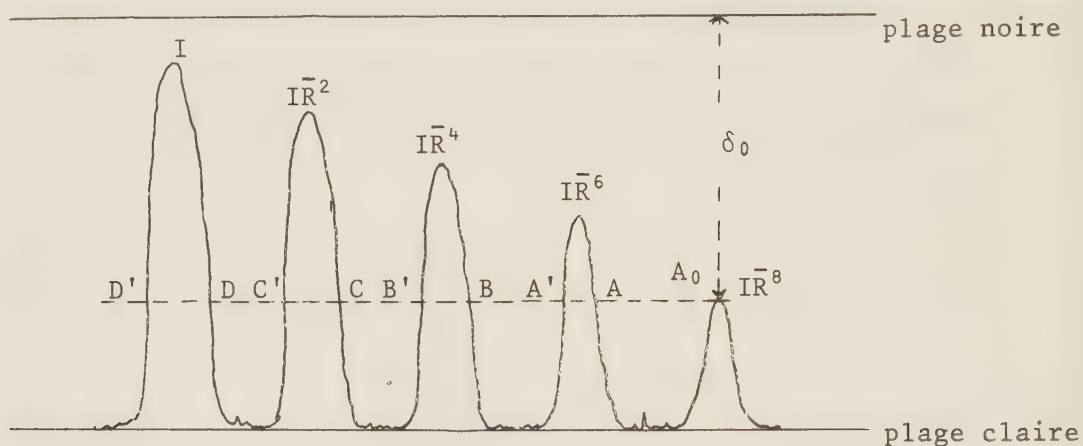


Figure 5.2 -

Soit  $\Phi$  le flux transmis par unité de surface en un point de la plaque lors de l'enregistrement photoélectrique. On a noté sur l'enregistrement de la figure  $\Phi_0$  le flux minimum transmis par la tache la plus claire.  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$ ,  $\Phi_n$  les flux minimum transmis par les taches successives; une parallèle à l'axe des abscisses menée à partir du point  $A_0$  correspondant au flux  $\Phi_0$  coupera les autres courbes en  $AA'$ ,  $BB'$ ,  $CC'$ , etc... On obtiendra le profil de la tache laser en portant sur un graphique en ordonnées les valeurs  $1$ ,  $\bar{R}^2$ , ...,  $\bar{R}^{2n}$  et en abscisses les longueurs  $r_0 = 0$ ,  $r_1 = AA'/2$ ,  $r_2 = BB'/2$ , etc ... L'angle de divergence sera donné par la formule  $\theta = r'_f/f$  ( $f = 96$  cm). Avec :  $r'_f$  abscisse du point d'ordonnée  $1/e$ ,  $r'_f$  représente la largeur dans le plan focal de la tache laser.

La précision de nos mesures sera meilleure quand on observera une nette décroissance des pics successifs c'est-à-dire quand on sera dans la partie linéaire de la courbe de noircissement de la plaque. Si cette condition est vérifiée on doit avoir :

$$\text{Log } \frac{\Phi_{00}}{\Phi} = - \text{Log } C + \text{"}\gamma\text{" Log } Et \quad ,$$

$\Phi_{00}$  : flux incident arrivant sur une plage de la plaque développée ;

$\Phi$  : flux transmis par cette plage de la plaque développée ;

" $\gamma$ " : pente de la partie linéaire de la courbe d'étalonnage ;

$E$  : éclairement de la plaque ;

$t$  : temps de pose supposé constant dans notre problème.

Si  $t$  est constant, les écarts à la loi de réciprocité, par exemple une loi en  $Et^n$ , donneraient simplement une constante additive.

L'éclairement est lié à l'intensité lumineuse par la relation

$E = I \cos \alpha / \ell^2$  ,  $\ell$  : distance du centre optique de (L) au centre de l'image,

$\alpha$  angle du faisceau lumineux par rapport à l'axe optique de (L)

( $\alpha < 0,07$  rad;  $\cos \alpha \approx 1$ ). On pourra donc écrire pour deux taches successives :

$$\text{Log } \Phi_1 - \text{Log } \Phi_2 = \text{"}\gamma\text{"}(\text{Log } E_2 - \text{Log } E_1) \quad ,$$

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \left( \frac{E_2}{E_1} \right)^{\text{"}\gamma\text{"}} = \left( \frac{I_2}{I_1} \right)^{\text{"}\gamma\text{"}} = R^2 \text{"}\gamma\text{"} \quad .$$

On sera dans la partie rectiligne lorsque l'on aura :

$$\frac{\delta_m}{\delta_{m+1}} = \frac{\delta_{m+1}}{\delta_{m+2}} \quad ,$$

$\delta_{m+i}$  : distance qui sépare sur l'enregistrement photoélectrique le sommet d'une courbe ( $\Phi_0$  ,  $\Phi_1$  ,  $\Phi_2$  ...) de la droite correspondant à  $\Phi = 0$  .

### 3.3. - DISTRIBUTION DE L'INTENSITE LUMINEUSE DANS LE PLAN DE LA FACE DE SORTIE DU LASER.

Pour étudier cette distribution il suffira de placer devant la lame prismatique une lentille mince (L') dont le foyer objet est sur la face de sortie du laser.

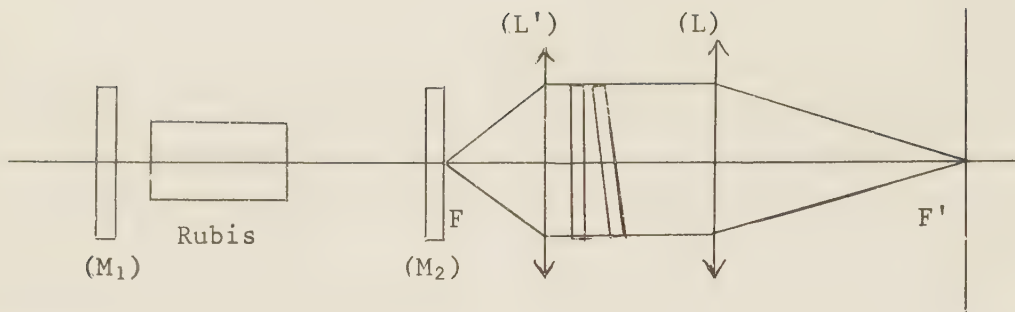


Figure 5.3 -

Nous avons déjà vu (Chapitre 4, 2.1) que les largeurs d'un faisceau présentant une distribution de Gauss se correspondent dans deux plans conjugués d'un système de lentilles minces suivant la relation :

$$\left( \frac{w_2}{w_1} \right)^2 = \frac{A}{D} \quad .$$

Dans le cas du montage précédent on aura :

$$\left( \frac{w_2}{w_1} \right)^2 = \frac{A}{D} = \left( \frac{f_2}{f_1} \right)^2 = g^2 \quad .$$

En tenant compte du grandissement du système optique on déterminera le profil de l'intensité lumineuse sur la face de sortie en opérant comme précédemment. Le rayon de la tache étudiée sera l'abscisse  $r'$  du point d'intensité  $1/e$  .

#### 4 - REMARQUE GENERALE SUR LES RELEVES DES PROFILS DES TACHES ; PRECISION DES MESURES -

Comme nous l'avons déjà signalé, le laser à rubis n'oscille pas toujours sur le mode fondamental  $TEM_{00}$  et le mode transversal observé

dépend du réglage de la cavité. Il arrive que durant l'émission on observe, au cours des "spikes" successifs des modes d'ordre différent . Toutefois l'expérience montre que l'on obtient assez fréquemment des taches uniformes dont le profil obéit à une loi de Gauss.

Nous avons remarqué que, dans certains cas, près du seuil on peut observer des taches qui correspondent à des modes d'ordre supérieur alors que si on augmente la tension d'excitation, pour le même réglage les taches s'uniformisent (photos 5.1).

Il nous a donc fallu effectuer un tri pour ne garder que les clichés qui correspondent à des taches uniformes mesurables.

Nous donnons Figures 5.4 quelques profils de taches laser ; les courbes de Gauss sont tracées en trait continu. L'expérience montre que l'on observe généralement des profils qui obéissent à une loi de Gauss, mais aussi des profils triangulaires. On peut observer toute une gamme de profils intermédiaires. Nous avons, dans tous les cas, mesuré les rayons  $r'$  qui correspondent à l'intensité  $I_0/e$ .

Nos résultats montrent que ces différents rayons s'alignent sur les diagrammes  $\theta = f(\Delta V)$  ou  $r' = f(\Delta V)$  d'une manière correcte et dépendent peu, en première approximation, de la forme du profil de la tache mesurée.

Par conséquent, si les profils de Gauss appartiennent au mode fondamental  $TEM_{00}$ , les profils qui en diffèrent restent voisins d'un profil de Gauss de même largeur. Néanmoins les variations accidentelles dans la forme des profils créent une dispersion inévitable des mesures.

Nous avons évalué les erreurs de mesures microphotométriques à environ 5 %. Toutefois la principale cause d'erreur est due à la mauvaise reproductibilité du phénomène. Un laser à rubis, au cours de tirs répétés, n'oscille jamais rigoureusement dans les mêmes conditions.

En conséquence, les résultats des mesures microphotométriques n'ont de sens que si l'on considère un nombre suffisant de mesures; ces résultats seront d'autant plus précis que les rayons linéaires ou angulaires tendront vers une valeur asymptotique quand la tension augmentera.



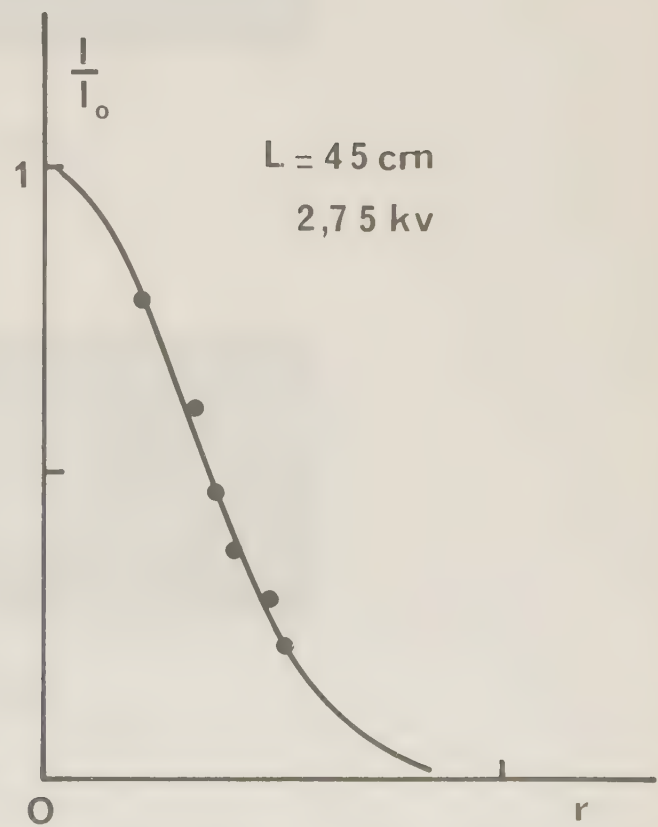
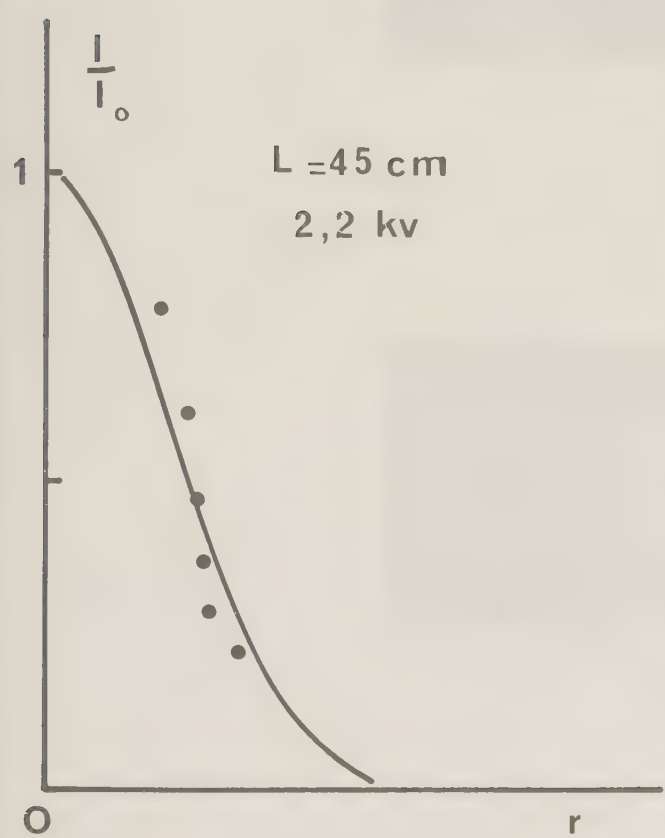
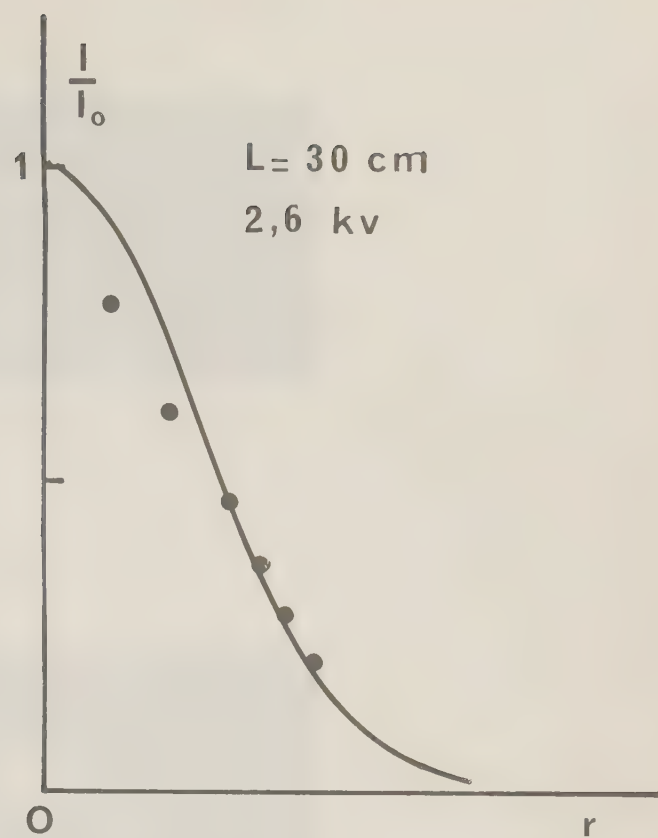
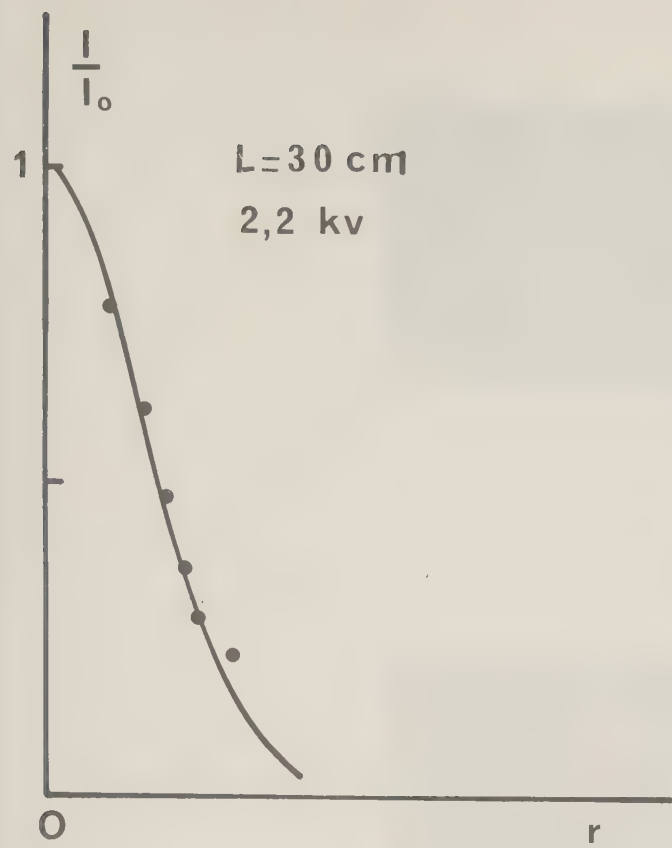
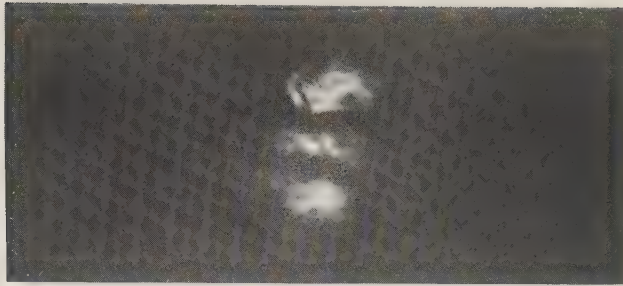
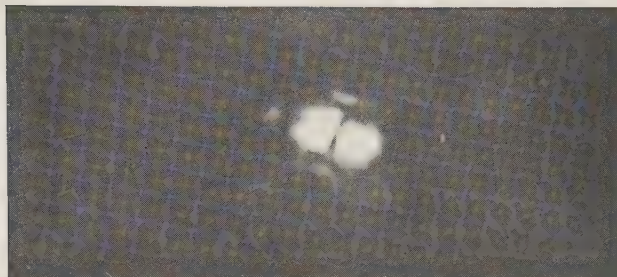


Fig.5 \_4\_

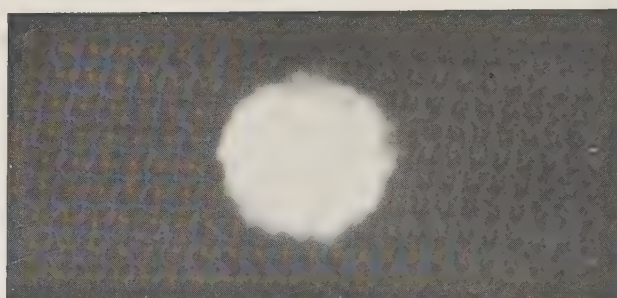




TEM<sub>20</sub>



TEM<sub>10</sub>



TEM<sub>00</sub>



## CHAPITRE\_6 - RESEAUX DE CARACTERISTIQUES DES RUBIS (METHODE MICROPHOTOMETRIQUE) -

Nous prenons comme paramètre la puissance de pompage, repérée par l'élévation  $\Delta V$ , au dessus du seuil, de la tension d'alimentation de la lampe flash. Nous avons vu en effet que l'énergie lumineuse émise par le laser est une fonction sensiblement linéaire de  $V$  ; l'incertitude de mesure sur  $\Delta V$  est environ 10 volts,  $V$  voisin de 2000 Volts, pour le seuil.

L'autre paramètre sera la longueur totale  $L$  de la cavité définie par la distance des deux miroirs terminaux. En réalité la cavité, de longueur totale  $L$ , comporte un rubis d'épaisseur  $e$  et d'indice  $\mu$  et de l'air sur une épaisseur  $(L - e)$ . Nous prendrons pour paramètre la longueur  $L'$  d'une cavité équivalente, dans l'air, avec :

$$L' = L - e\left(1 - \frac{1}{\mu}\right) \quad , \quad .1.$$

pour :  $e = 50 \text{ mm}$  ,  $\mu = 1,76$  ,  $L' = L - 2,2 \text{ cm}$  .

Les mesures concernent deux rubis Cszochralski de même dimensions, (diamètre du barreau : 5 mm ,  $e = 50 \text{ mm}$ ). Les coatings des miroirs plans qui limitent la cavité ont un pouvoir réflecteur  $\bar{R} = 0,98$  . Le rubis est placé au centre de la cavité.

### 1 - ETUDE DE LA DIVERGENCE - RESULTATS DES MESURES - (49)

Nous déterminons  $\theta$  en fonction de  $L'$  et de  $\Delta V$  pour des longueurs de cavité inférieures à 170 cm. Pour chaque valeur de  $L'$  nous

traçons  $\theta = f(\Delta V)$ . La courbe est une fonction croissante présentant une concavité vers le bas et se termine, pour les grandes valeurs de  $\Delta V$ , par un palier horizontal  $\theta = \theta_1$ ; pour  $\Delta V$  donné, les valeurs de  $\theta$  sont d'autant plus faibles que  $L'$  est plus grand. Pour un rubis donné, les courbes  $\theta = f(\Delta V)$  ont des prolongements vers les  $\Delta V$  décroissants qui convergent en un point d'abscisses  $v$  situé sur l'axe des  $\Delta V$ ; pour les rubis 1 et 2, on a respectivement  $v_1 = -125$  volts;  $v_2 = -225$  volts. Les points expérimentaux sont portés sur les diagrammes des figures 6.1 à 6.4.

On peut chercher à représenter les courbes, en dehors des paliers, par une formule empirique utilisant un nombre minimum de paramètres et d'expression simple. Nous avons essayé une fonction exponentielle ou une fonction hyperbolique; dans le cas de la divergence  $\theta$ , une représentation de type exponentiel a donné les résultats les plus satisfaisants:

$$\theta = \theta_a \left( 1 - x^{(\Delta V - v)/100} \right) \quad ; \quad .2.$$

$v$  a les valeurs indiquées ci-dessus.

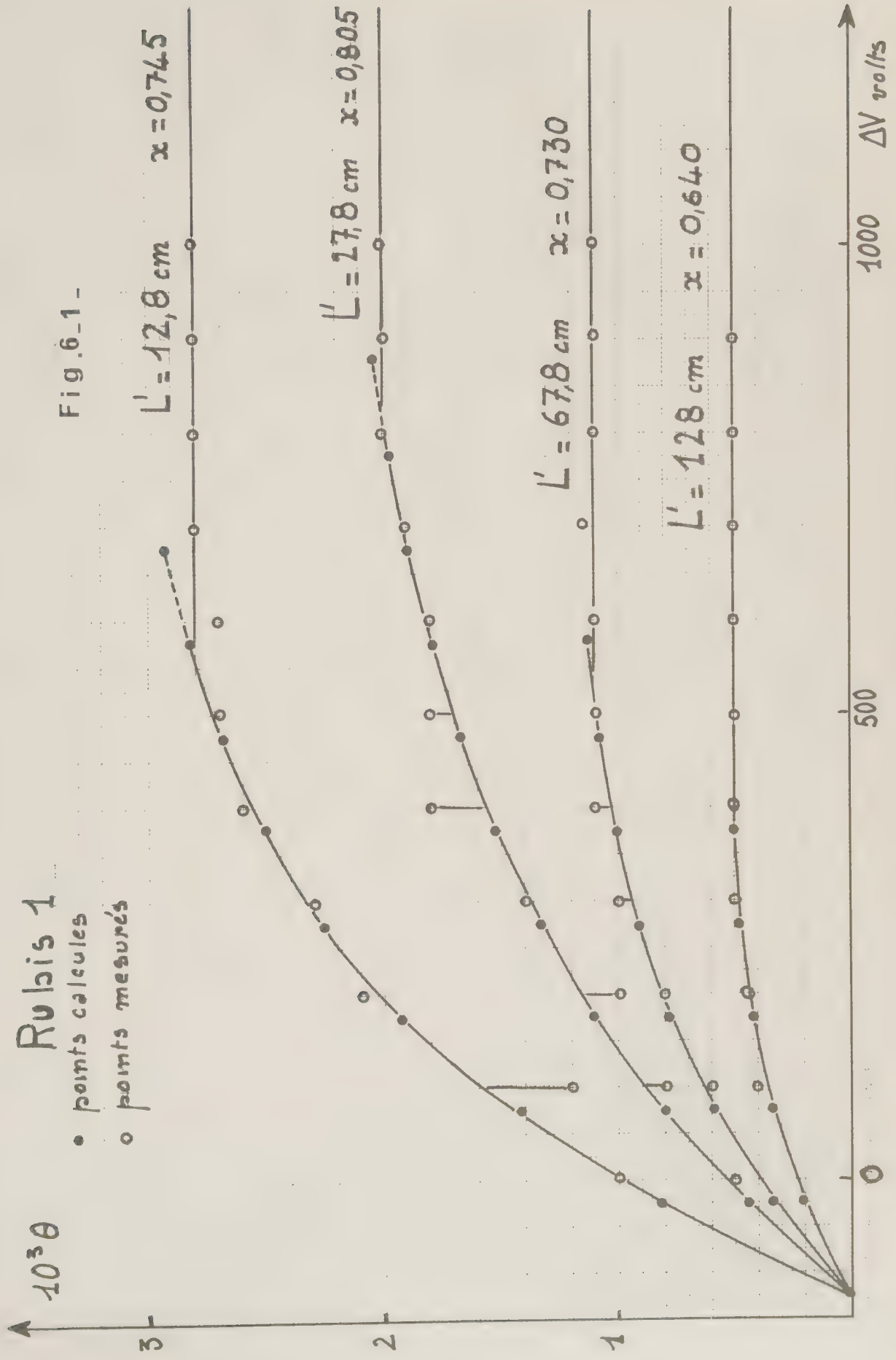
Pour les deux rubis, et pour les diverses valeurs de  $L'$ , on a:  $\theta_a = 1,15 \theta_1$ ;  $\theta_1$  est l'ordonnée du palier asymptotique correspondant à  $L'$ . Les courbes présentent ainsi un point anguleux pour  $\theta = \theta_1$ . Le rubis 2 donne, toutes choses égales d'ailleurs, une divergence plus faible que le rubis 1; on a:  $\theta_1^{(1)} = 1,34 \theta_1^{(2)}$ ; nous reviendrons sur ce résultat après l'étude de  $r'$ .

Pour un rubis donné, les valeurs de  $x$  restent voisines de 0,745 mais varient légèrement selon les valeurs de  $L'$ . Comme le passage d'une valeur de  $L'$  à une autre s'accompagne d'un nouveau réglage, ces variations de  $x$  sont certainement liées au réglage de la cavité.

Pour des valeurs constantes de  $x$ , les diverses courbes  $\theta = f(\Delta V)$  pour un rubis donné, auraient des ordonnées proportionnelles.

Les courbes 6.1 et 6.2 donnent les valeurs calculées de  $\theta$  pour le rubis 1 les courbes 6.3 et 6.4 pour le rubis 2.

Nous portons sur ces diagrammes les points calculés par la formule empirique et les points directement mesurés.





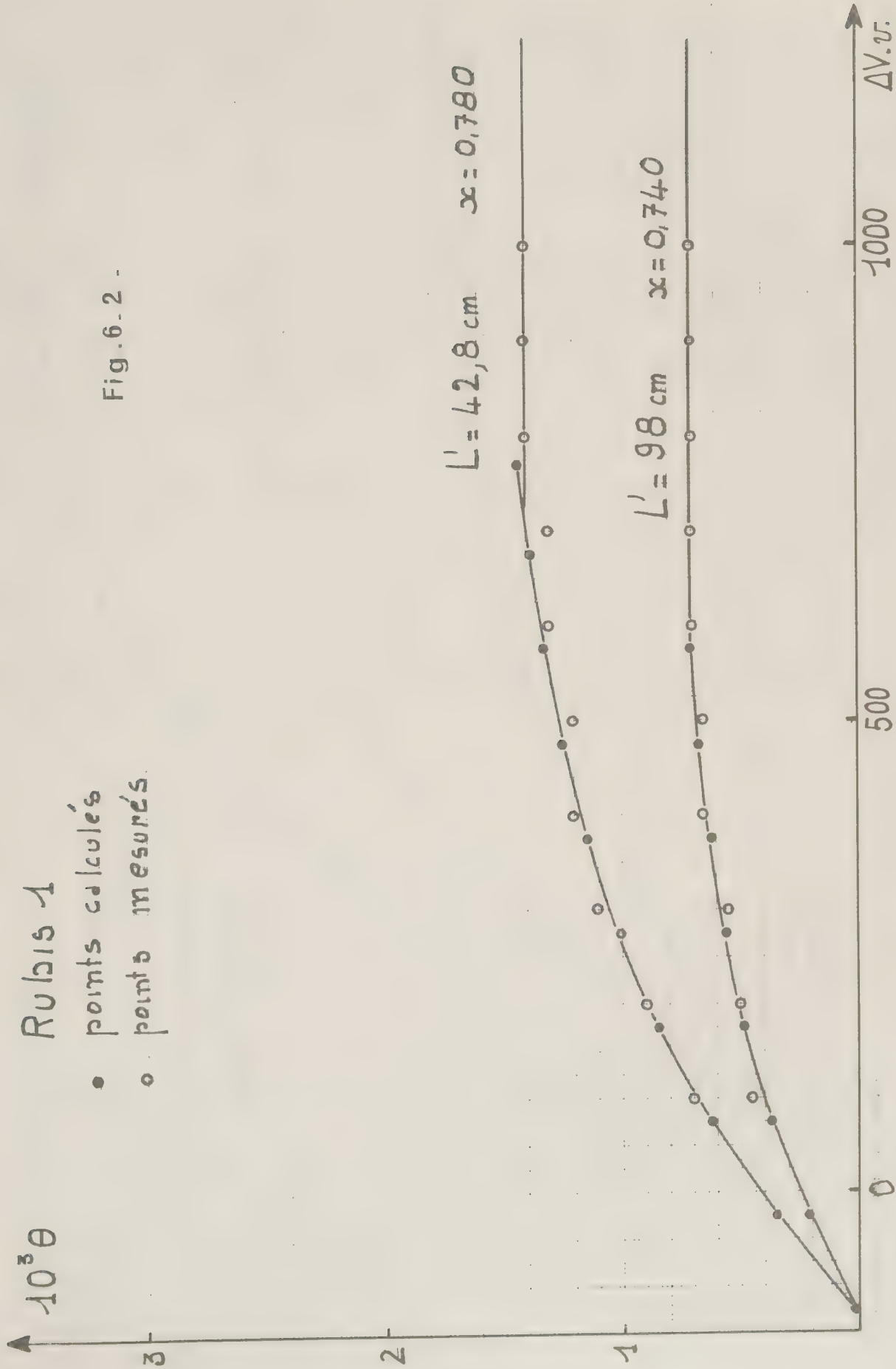
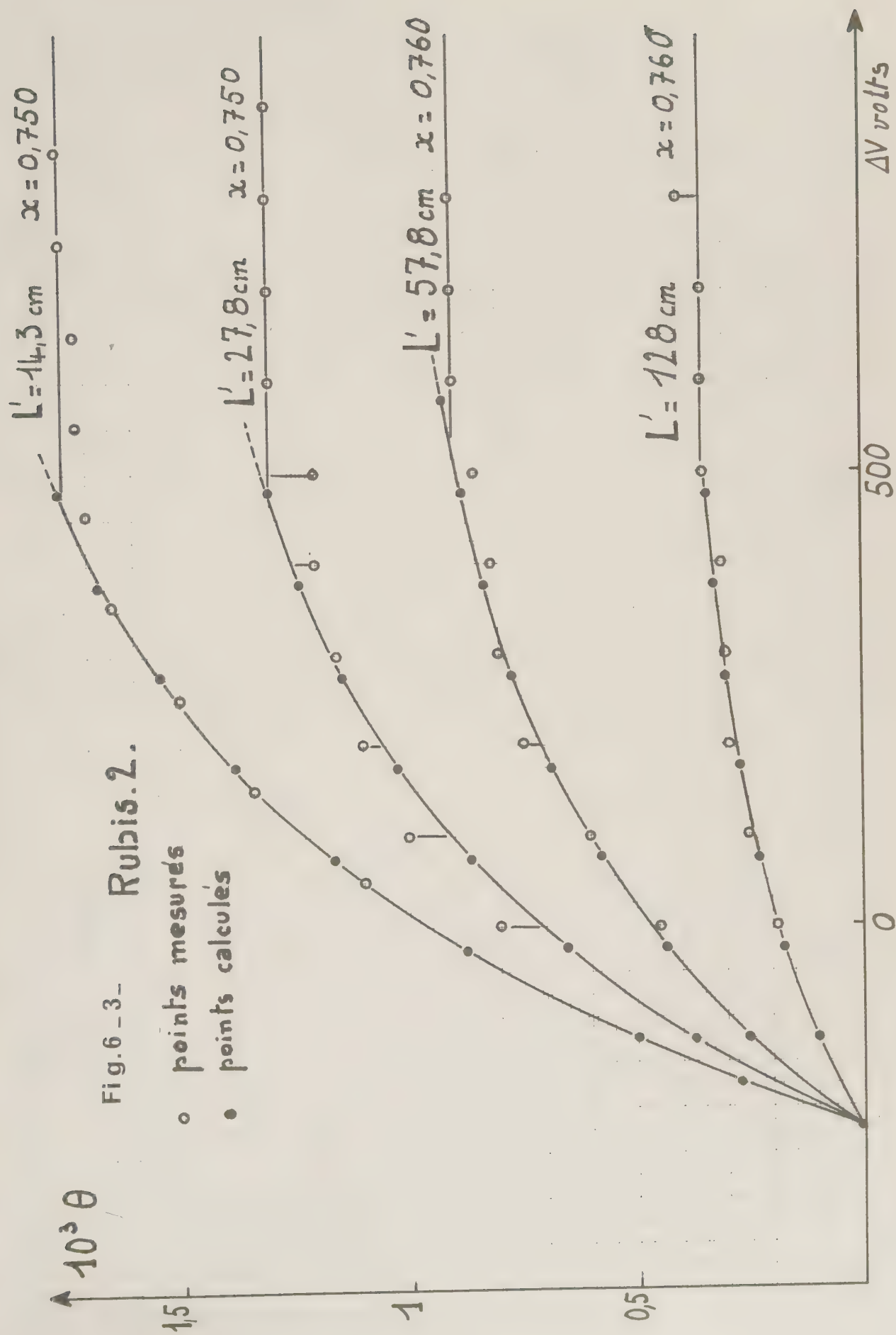


Fig. 6.2 -

Rubis 1  
 • points calculés  
 ○ points mesurés







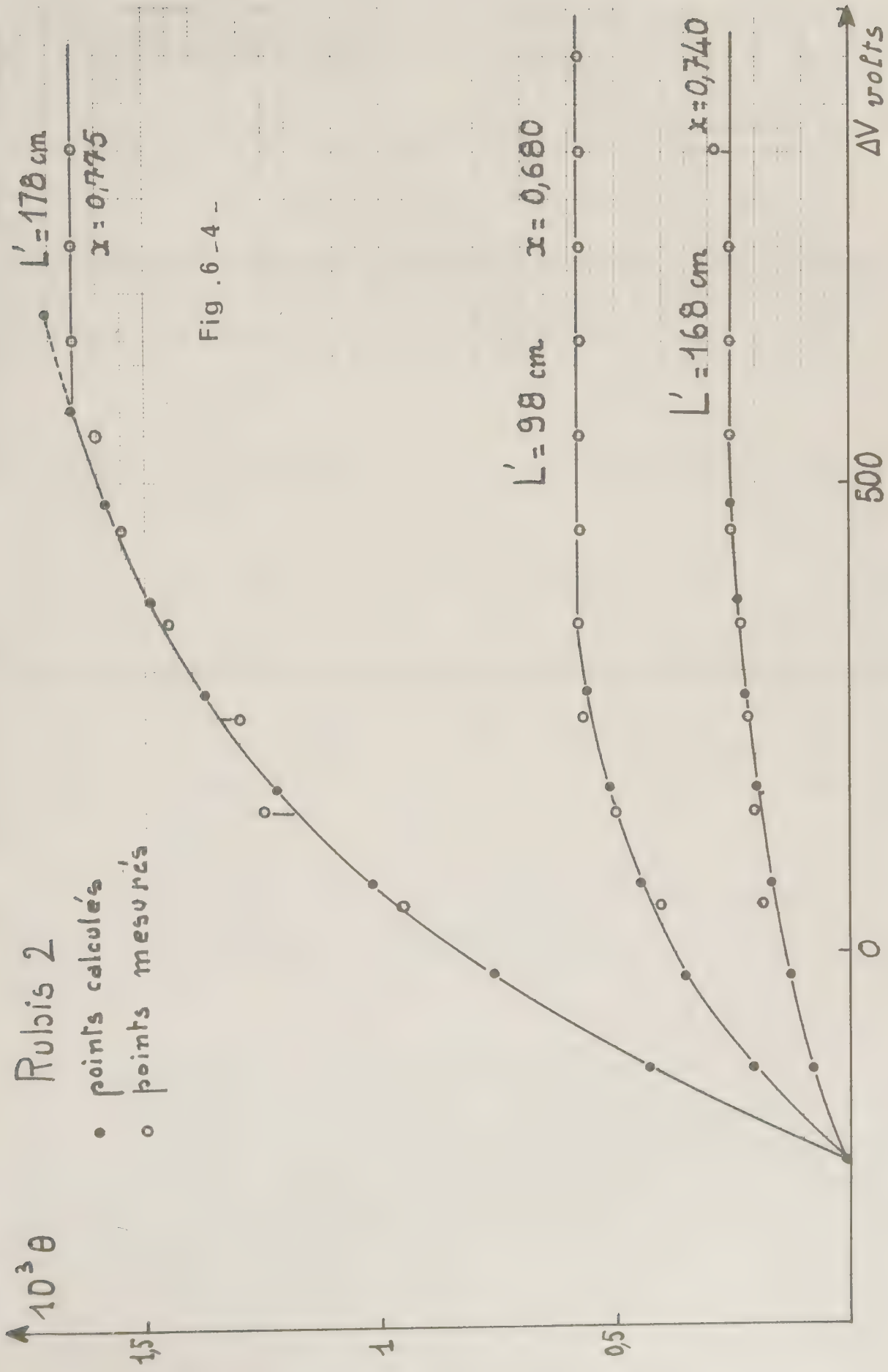


Fig. 6-4 -



Nous avons indiqué sur chaque courbe les valeurs de  $L'$  et de  $x$ . La valeur moyenne de  $x$  est 0,740 pour le rubis 1 et 0,745 pour le rubis 2. Le réseau idéal, pour des réglages identiques, serait donc :

$$\theta = 1,15 \theta_1 \left[ 1 - (0,743)^{(\Delta V - v)/100} \right] \quad .3.$$

Nous verrons, après l'étude de  $r'$ , comment déterminer la valeur correcte de  $\theta_1$ . Les caractéristiques des deux rubis pour la divergence ne diffèrent alors que par le paramètre  $v$  et un facteur de proportionnalité pour  $\theta_1$ .

## 2 - RESULTATS DES MESURES DES LARGEURS DE TACHES SUR LE MIROIR DE SORTIE - (50)

Nous donnons les résultats des mesures des rayons  $r'$  des taches dans le cas des deux rubis précédents placés au milieu de la cavité optique. Les points expérimentaux sont portés sur les diagrammes des figures 6.7 à 6.11. Comme précédemment, nous avons constaté une certaine dispersion dans nos mesures due essentiellement à des défauts de reproductibilité du faisceau laser au cours des tirs successifs. Ces écarts peuvent être dus à des effets de "fatigue" du cristal, des inégalités de température, des irrégularités de la lampe flash ou encore à l'état des faces latérales.

Dans ces conditions, pour classer et regrouper les résultats des mesures, nous avons déterminé des formules empiriques dont la justification sera donnée par l'accord avec l'ensemble des mesures plutôt qu'avec un accord point par point.

### 2.1. - ALLURE GENERALE DU DIAGRAMME $r'_L = f(\Delta V)$ .

Nous avons tracé pour chaque longueur  $L$  de la cavité de P.F. plane la courbe  $r'_L = f(\Delta V)$  (Figure 6.5) ; rappelons que  $r'_L$  est le rayon pour lequel sur la face de sortie du laser l'intensité lumineuse est égale à l'intensité maximum divisée par  $e$ .



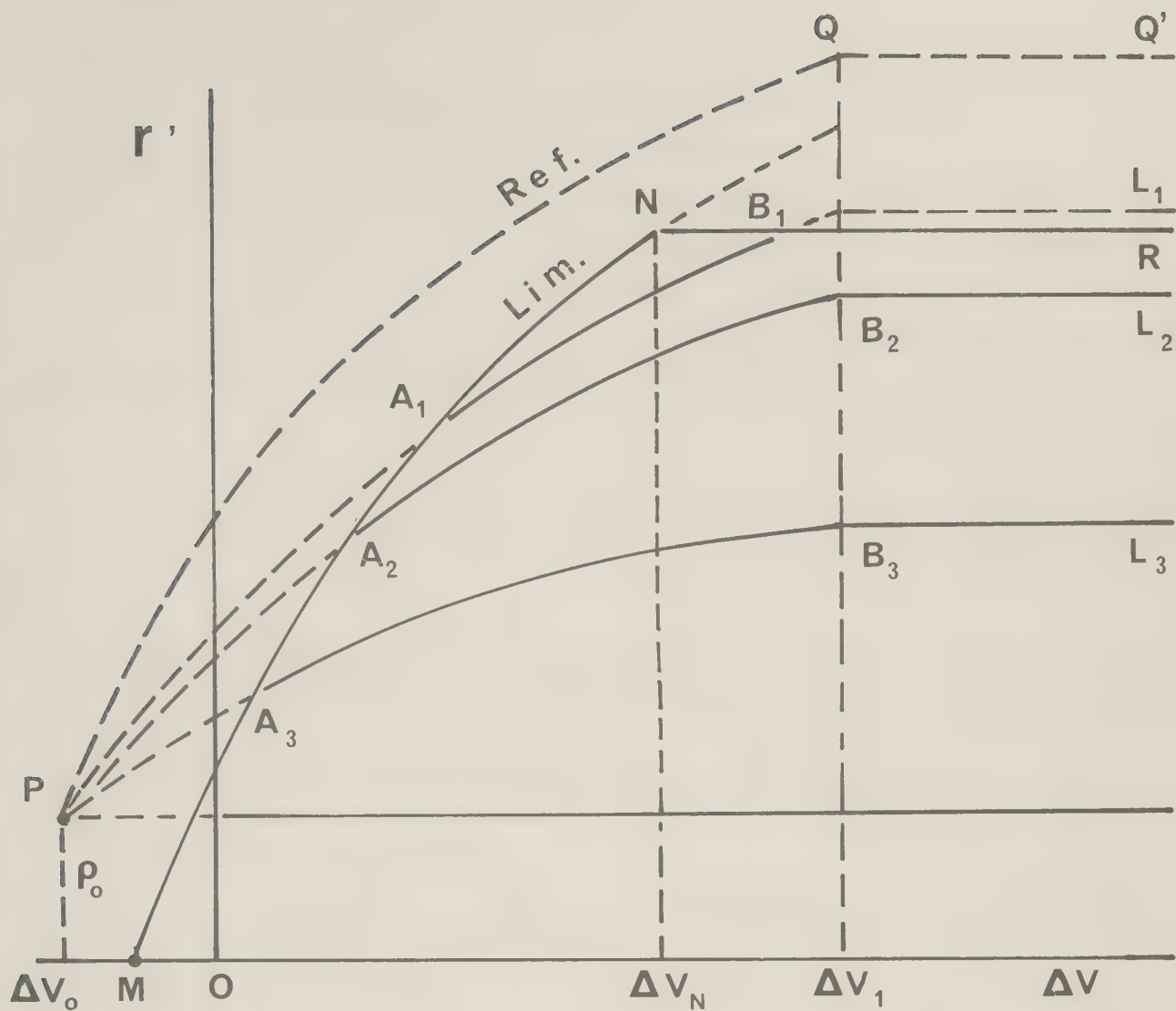


Fig.6\_5.

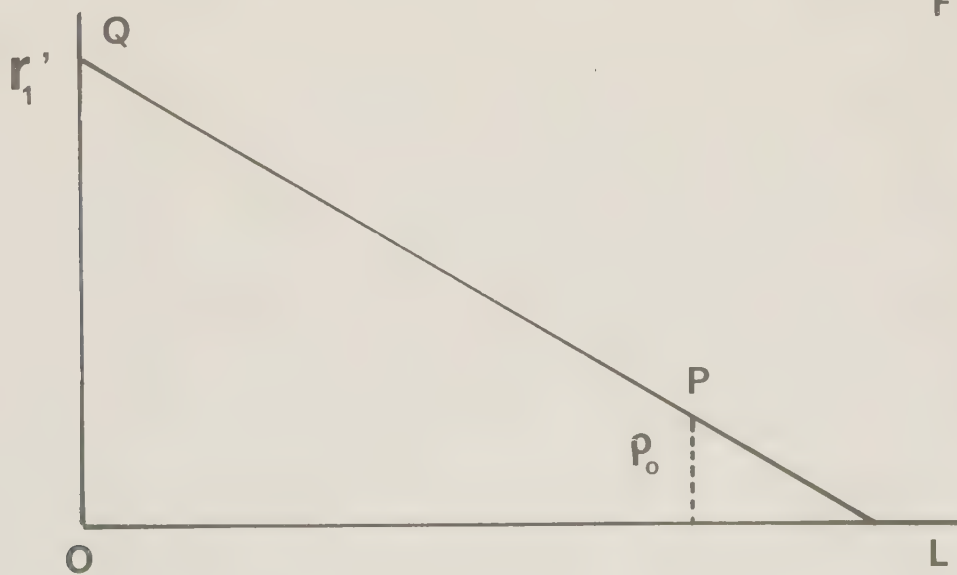


Fig.6\_6.



Pour  $\underline{\Delta V > \Delta V_1}$ , les courbes présentent des paliers horizontaux de cote  $r'_1(L)$ . Si on porte en abscisses les valeurs de  $L$  et en ordonnées  $r'_1(L)$  on obtient une droite que nous appellerons DROITE DES PALIERS Figures 6.6 et 6.14 ; on peut prolonger cette droite, par extrapolation, jusqu'à la valeur  $L = 0$  qui donne l'ordonnée  $r'_1(0)$ .

Pour  $\underline{\Delta V < \Delta V_1}$  les courbes  $r'_L = f(\Delta V)$  ont l'allure d'arc hyperboliques, leurs ordonnées sont proportionnelles :

$$\left( r'_L(\Delta V) - \rho_o \right) = \frac{r'_1(L) - \rho_o}{r'_1(0) - \rho_o} \left( r'_0(\Delta V) - \rho_o \right) \quad ; \quad .4.$$

$\rho_o$  est une constante caractéristique du rubis qui peut être nulle. La courbe  $r'_0(\Delta V)$  qui permet de calculer toutes les courbes  $r'_L(\Delta V)$  sera appelée courbe de référence PQ, elle se poursuit pour  $\Delta V > \Delta V_1$  par le palier QQ'. D'après la formule .1. toutes les courbes  $r'_L(\Delta V)$  concourent en un point  $P(\Delta V_o, \rho_o)$ .

D'autre part le réseau de ces courbes est borné par une courbe limite qui est formée d'un arc hyperbolique MN prolongé à sa partie supérieure par un palier horizontal NR. Les arcs hyperboliques s'arrêtent sur la courbe limite qui constitue leur prolongement commun quand  $\Delta V$  continue à diminuer.

Ainsi pour la longueur de cavité  $L_1$  (Figure 6.5) la courbe  $r'_L = f(\Delta V)$  comprendra l'arc  $MA_1$  de la courbe limite, l'arc  $A_1B_1$  relatif à  $L_1$  et le palier  $B_1R$  qui appartient à la courbe limite. Quand le point  $A_1$  est au dessus de N la courbe, pour toutes les valeurs de  $L$  correspondantes, se réduit à la courbe limite MNR. Pour les valeurs de  $L$  plus grandes par exemple  $L = L_2$  (Figure 6.5), nous avons l'arc  $MA_2$  de la courbe limite, l'arc  $A_2B_2$  et le palier  $B_2C_2$  relatif à  $L_2$ . Ainsi du côté des basses valeurs de  $\Delta V$ , les courbes  $r'_L = f(\Delta V)$  pour les diverses valeurs de  $L$  auront une partie commune sur la courbe limite ; pour les faibles valeurs de  $L$  (exemple  $L_1$ ), cette partie commune comporte une portion de l'arc MN de la courbe limite et une portion du palier NR de la courbe limite ; ces deux parties sont reliées par l'arc  $A_1B_1$  relatif à  $L_1$ . Enfin pour  $L$  assez petit toutes les caractéristiques  $r'_L = f(\Delta V)$  sont confondues avec la courbe limite.

TABLEAU 6.1

$\Delta V$  en volts,  $r'$  en mm

| Rubis 1                                                                                    |     |      |      |      |      |      |      |       |      |      |      |      | Rubis 2                                                                           |      |      |      |      |      |      |      |      |      |              |  |  |
|--------------------------------------------------------------------------------------------|-----|------|------|------|------|------|------|-------|------|------|------|------|-----------------------------------------------------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|--------------|--|--|
| <u>Courbe limite</u> : (arc MN) $r' = 1,88 - \frac{260}{170 + \Delta V}$                   |     |      |      |      |      |      |      |       |      |      |      |      | <u>Courbe limite</u> : (arc MN) $r' = 2,25 - \frac{960}{580 + \Delta V}$          |      |      |      |      |      |      |      |      |      |              |  |  |
| $\Delta V$ :                                                                               | -30 | 0    | 50   | 100  | 150  | 200  | 300  | 400   | 500  | 600  | 700  | 750  | $\Delta V$ :                                                                      | -135 | -100 | -50  | 0    | 50   | 100  | 200  | 300  | 410  | 500          |  |  |
| $r'$ :                                                                                     | 0   | 0,35 | 0,70 | 0,92 | 1,07 | 1,18 | 1,33 | 1,425 | 1,49 | 1,54 | 1,58 | 1,60 | $r'$ :                                                                            | 0    | 0,15 | 0,34 | 0,49 | 0,63 | 0,74 | 0,92 | 1,06 | 1,18 | 1,26         |  |  |
| (M)                                                                                        |     |      |      |      |      |      |      |       |      |      |      | (N)  | (M)                                                                               |      |      |      |      |      |      |      |      | (N)  | prolongement |  |  |
| <u>Courbe de référence</u> : (arc PQ) $r'_O(\Delta V) = 2,16 - \frac{240}{155 + \Delta V}$ |     |      |      |      |      |      |      |       |      |      |      |      | <u>Courbe de référence</u> : (arc PQ) $r'_O = 2,64 - \frac{1640}{815 + \Delta V}$ |      |      |      |      |      |      |      |      |      |              |  |  |
| $\Delta V$ :                                                                               | -44 | -26  | 0    | 50   | 100  | 150  | 200  | 300   | 400  | 500  | 600  | 650  | $\Delta V$ :                                                                      | -195 | -100 | 0    | 100  | 200  | 300  | 400  | 500  |      |              |  |  |
| $r'_O$ :                                                                                   | 0   | 0,3  | 0,61 | 0,99 | 1,22 | 1,38 | 1,49 | 1,63  | 1,73 | 1,79 | 1,84 | 1,87 | $r'_O$ :                                                                          | 0    | 0,34 | 0,63 | 0,84 | 1,02 | 1,17 | 1,29 | 1,39 |      |              |  |  |
| (P)                                                                                        |     |      |      |      |      |      |      |       |      |      |      | (Q)  | (P)                                                                               |      |      |      |      |      |      |      |      | (Q)  |              |  |  |

TABLEAU 6.2

| $r'$ en mm ; $\Delta V$ en volts                                                       | Rubis 1                                                                                                                                                                 | Rubis 2                                                                                                                                                         |
|----------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| <p>Droite des paliers : <math>r'_1(L)</math> (en mm)</p> <p><math>\rho_O</math> mm</p> | <p><math>r'_1(L') = 1,86(1 - \frac{L'}{275})</math></p> <p><math>r'_1 = 0,3</math></p> <p>correspond sur la droite des paliers à</p> <p><math>L'_p = 227</math> cm.</p> | <p><math>r'_1(L) = 1,39(1 - \frac{L'}{275})</math></p> <p><math>r'_1 = 0</math></p> <p>correspond sur la droite des paliers à : <math>L'_p = 275</math> cm.</p> |
| <p>Courbe limite : Arc MN</p> <p>Palier NR</p>                                         | <p><math>r'(\Delta V) = 1,88 - \frac{260}{\Delta V + 170}</math></p> <p>pour <math>\Delta V_N &gt; 750</math> volts ; <math>r'_N = 1,6</math> mm</p>                    | <p><math>r'(\Delta V) = 2,15 - \frac{960}{\Delta V + 580}</math></p> <p>pour <math>\Delta V_N \geq 410</math> volts ; <math>r'_N = 1,18</math></p>              |
| <p>Courbe de référence : Arc PQ</p> <p>Palier QR</p>                                   | <p><math>r'_O(\Delta V) = 2,16 - \frac{240}{\Delta V + 155}</math></p> <p>pour <math>\Delta V_1 &gt; 650</math> volts ; <math>r'_1 = 1,86</math> mm</p>                 | <p><math>r'_O(\Delta V) = 2,64 - \frac{1640}{\Delta V + 815}</math></p> <p>pour <math>\Delta V_1 &gt; 500</math> volts ; <math>r'_1 = 1,39</math></p>           |
| <p>Courbes <math>r'_{L'}</math> = <math>f(\Delta V)</math></p>                         | <p><math>\left[ r'_{L'}(\Delta V) - \rho_O \right] = \left[ r'_1(L') - \rho_O \right] \left[ 1,18 - \frac{152}{\Delta V + 155} \right]</math></p>                       | <p><math>r'_{L'}(\Delta V) = r'_1(L') \left[ 1,89 - \frac{1170}{\Delta V + 815} \right]</math></p>                                                              |



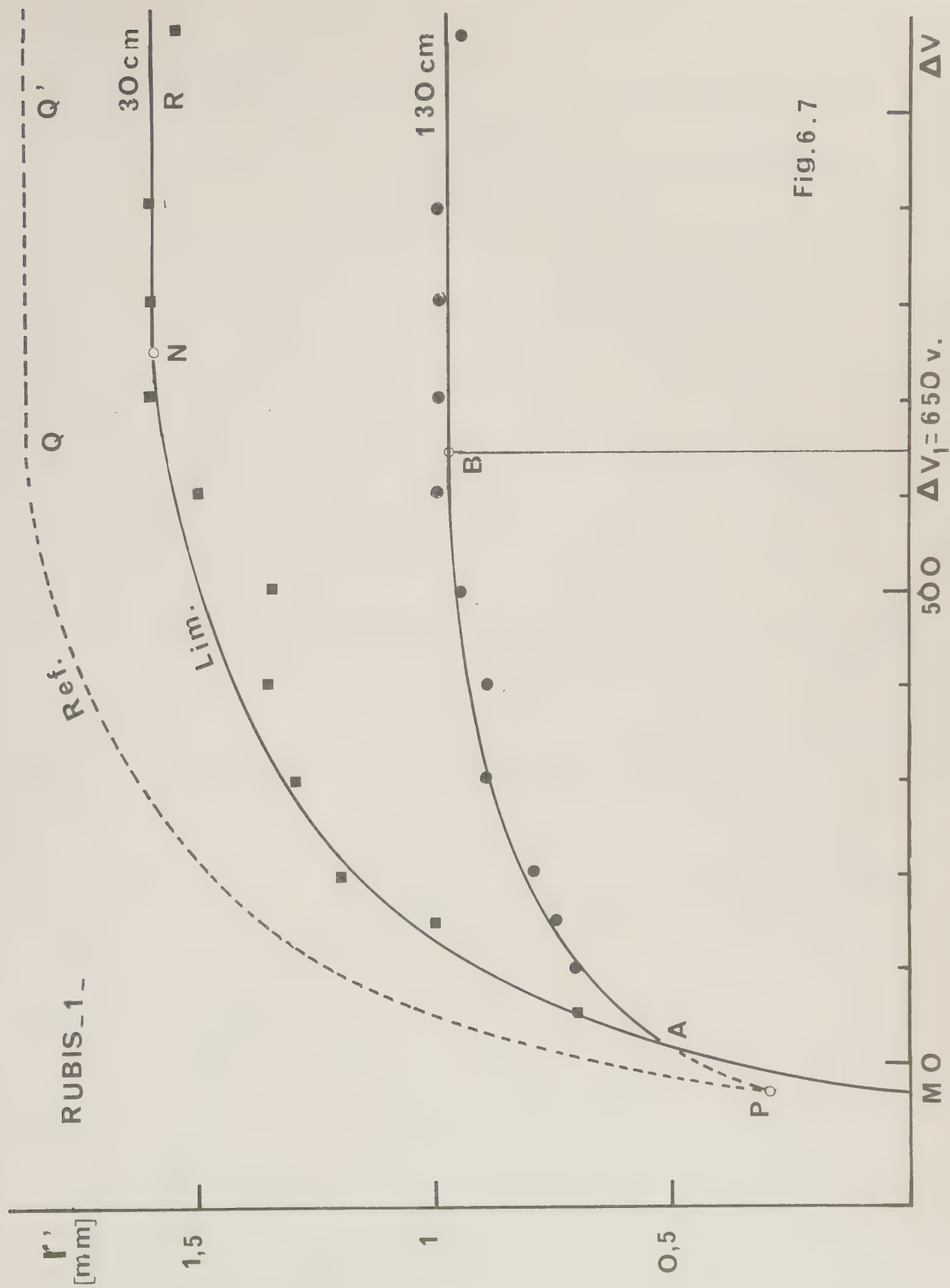
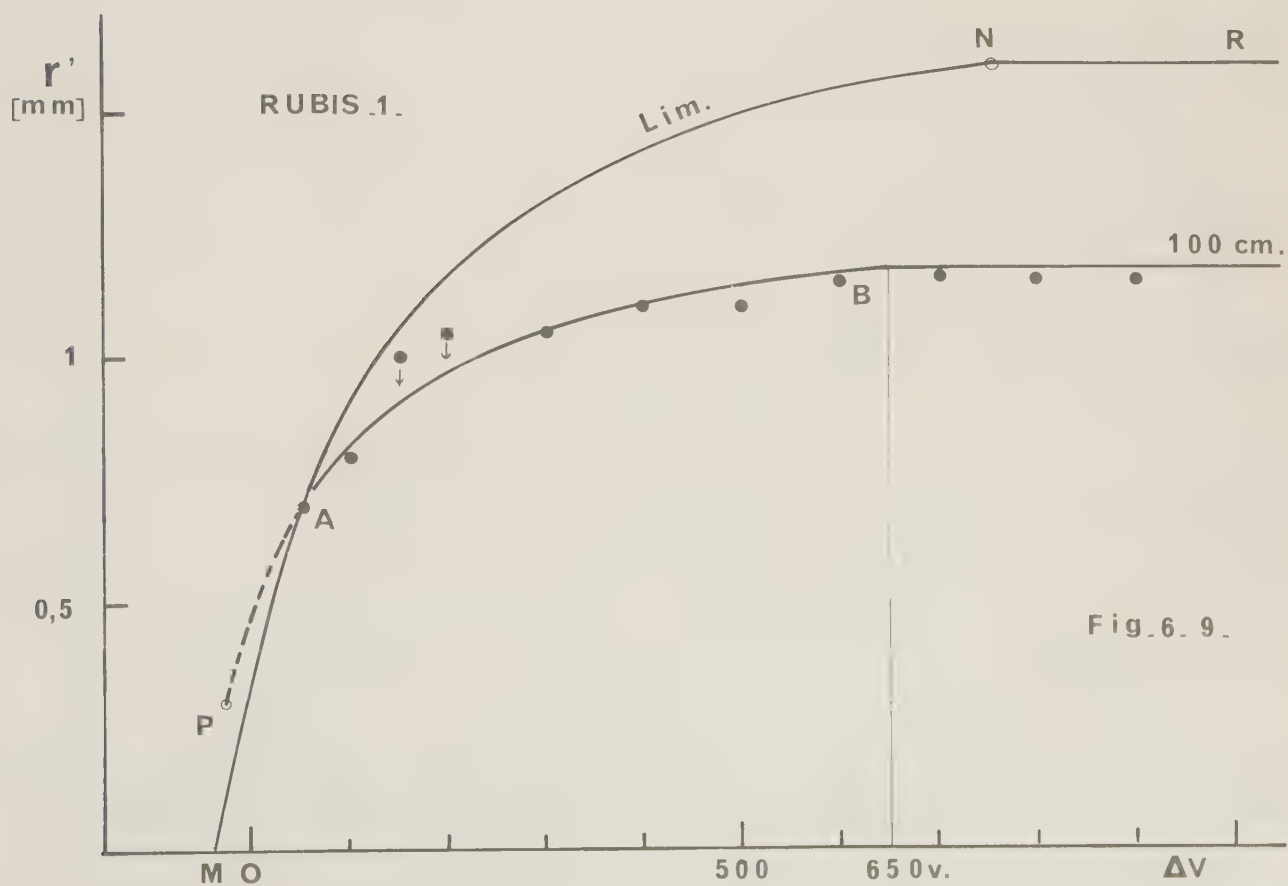
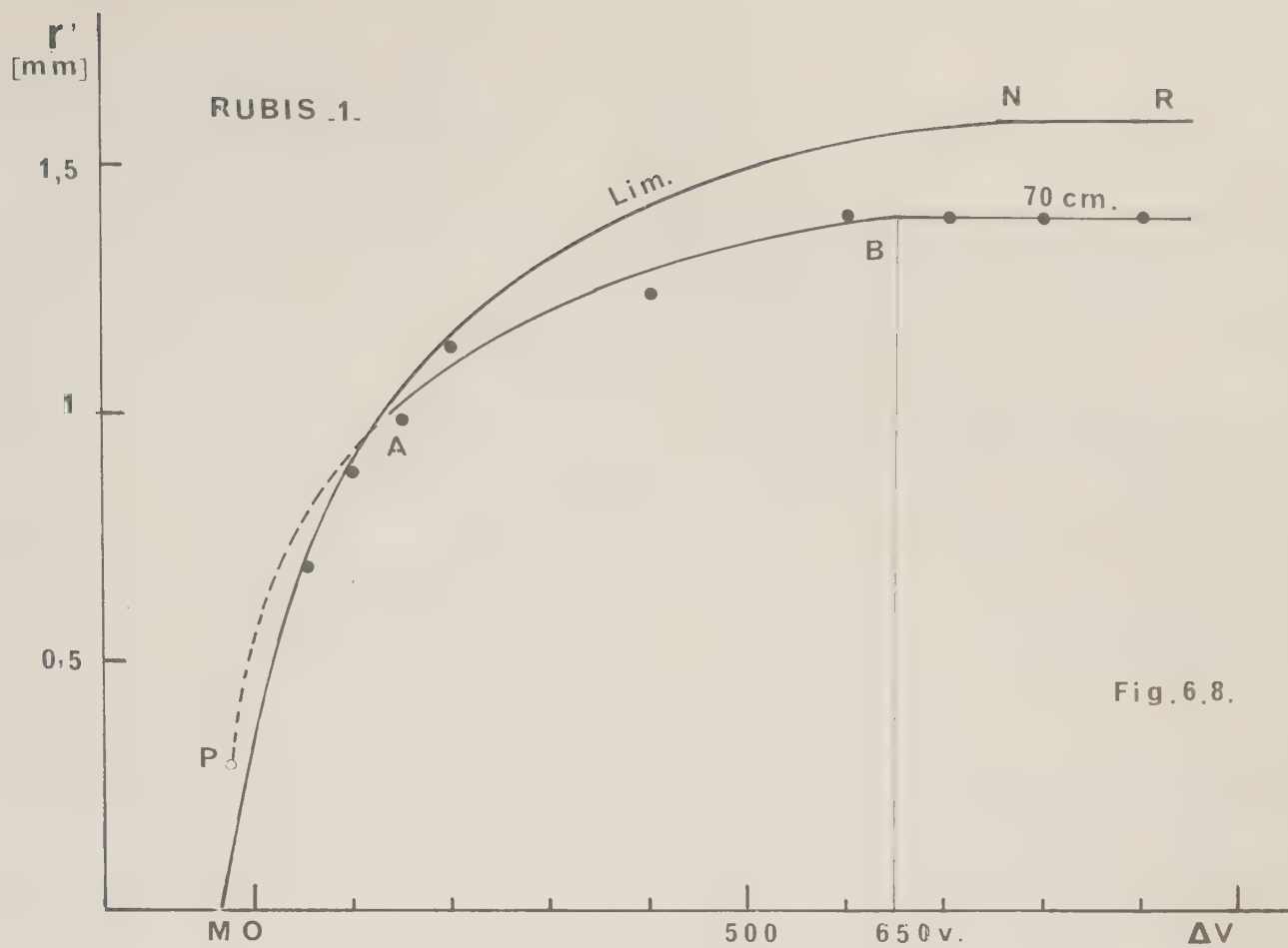
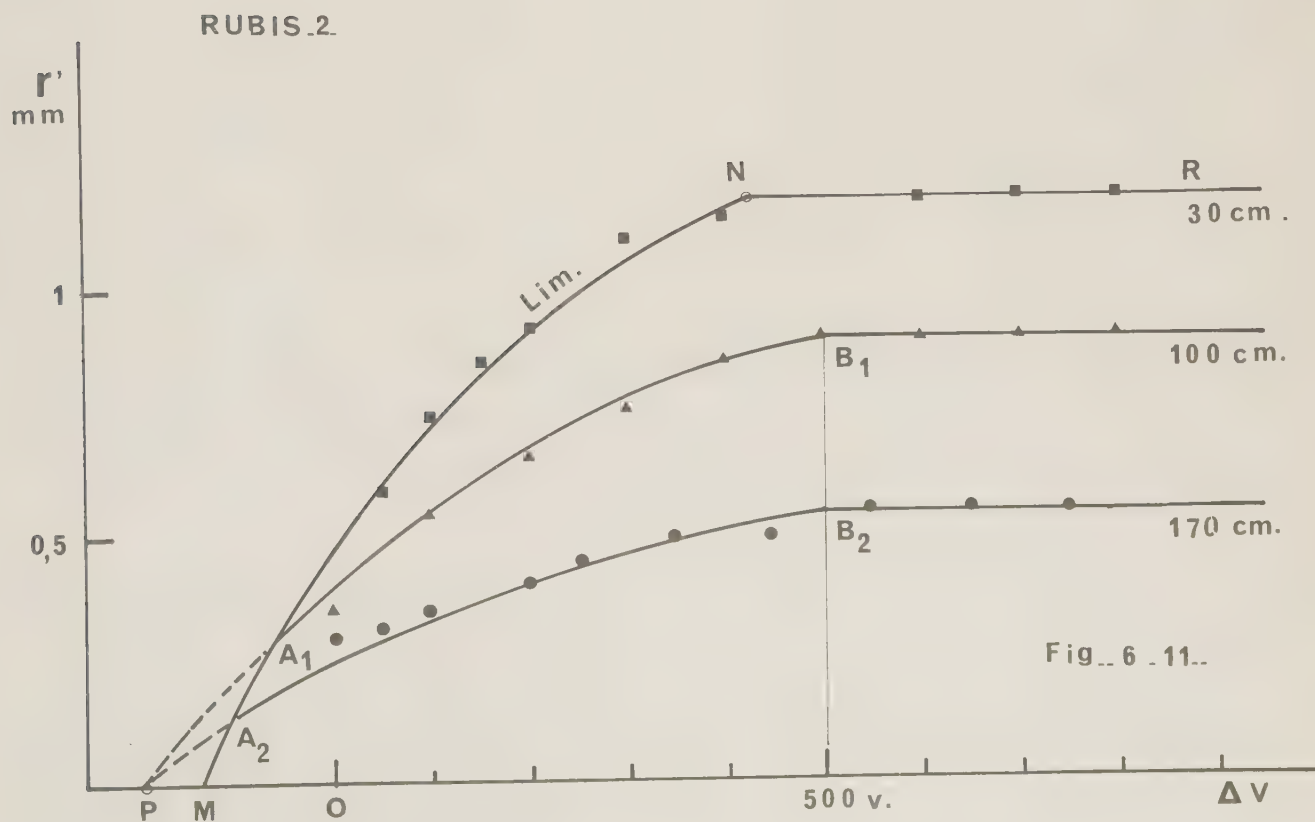
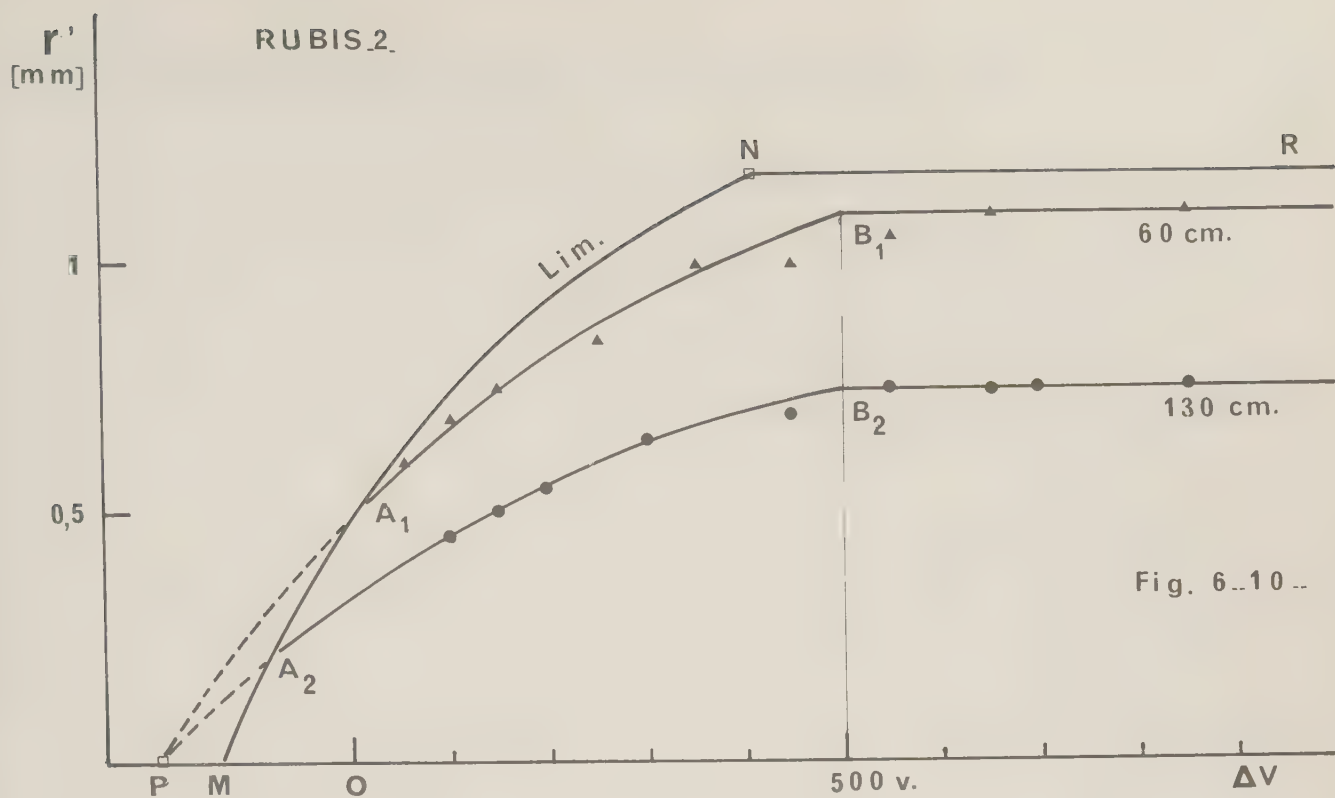


Fig.6.7











## 2.2. - COMPARAISON DES DIAGRAMMES $r'_L = f(\Delta V)$ des deux rubis.

Les valeurs numériques des courbes limites et des courbes de référence relatives aux deux rubis étudiés sont groupées dans le tableau 6.1. On a porté dans le tableau 6.2 les paramètres des différentes droites et courbes qui caractérisent les deux rubis. Ces tableaux montrent que les deux rubis présentent une grande analogie puisque les différentes courbes ont la même allure. Ces courbes déduites des formules expérimentales sont représentées sur les graphiques des figures 6.7 à 6.11.

Pour le rubis 1 - Sur toutes ces courbes nous avons tracé en traits pleins les valeurs calculées à partir de la courbe limite et de la courbe de référence ; et nous avons également porté les points directement mesurés. La figure 6.7 donne la courbe de référence et la courbe limite, les points expérimentaux correspondant à  $L = 30$  cm se placent pratiquement sur la courbe limite. Cette même figure donne également la courbe  $r'_L$  et les points mesurés pour  $L = 130$  cm qui se sépare de la courbe limite en A. La figure 6.8 donne la courbe limite, la courbe calculée et les points mesurés pour  $L = 70$  cm. La figure 6.9 donne les mêmes représentations pour  $L = 100$  cm. La figure 6.12 résume l'ensemble des courbes, de référence, limite et calculées.

Pour le rubis 2 - La figure 6.13 donne la courbe de référence et la courbe limite. Comme précédemment on a porté les courbes calculées ainsi que les points mesurés pour différentes valeurs de  $L$ . Figures 6.10 et 6.11, sur chacun de ses diagrammes, on a reporté la courbe limite.

En conclusion, compte tenu de la précision des mesures, les courbes empiriques calculées donnent une bonne représentation des résultats expérimentaux, en dépit de quelques points aberrants que la méthode permet de localiser.

## 2.3. - DIAGRAMMES $r'_{\Delta V} = f(L)$ .

A partir du diagramme  $r'_L = f(\Delta V)$  on peut tracer le diagramme des équipotentielles  $r'_{\Delta V} = f(L')$ . Pour  $\Delta V > \Delta V_1$  ce diagramme se réduira à la courbe des paliers  $r'_1(L)$  puisque pour  $L = Cte$  quelque soit  $\Delta V$ ,  $r'$  est alors constant (Figure 6.14).

De plus, nous avons vu que pour  $\Delta V < \Delta V_1$  les ordonnées des courbes  $r'_L = f(\Delta V)$  qui ont l'allure d'hyperboles sont proportionnelles. Soit :

$$\left( r'_{L'}(\Delta V) - \rho_0 \right) = \frac{r'_1(L') - \rho_0}{r'_1(0) - \rho_0} \left( r'_0(\Delta V) - \rho_0 \right) \quad . \quad .5.$$

Cette formule montre que, pour  $\Delta V$  fixé,  $r'$  est une fonction linéaire de  $L$ . En effet, la formule précédente indique que pour  $\Delta V$  donné :  $r'(L')$  est une fonction linéaire de  $r'_1(L')$  et nous avons vu que  $r'_1(L')$  est une fonction linéaire de  $L'$  (droite des paliers). Appelons  $L_p$  la valeur de  $L$  telle que  $r'_1(L_p) = \rho_0$  ; dans ce cas, on aura toujours quelque soit  $\Delta V$  :  $r' = \rho_0$ . En conséquence, pour  $\Delta V < \Delta V_1$  les points représentatifs devront se placer sur un réseau de droites concourantes ( $\Delta V = \text{Cte}$ ) en un point  $P$  ( $r' = \rho_0$ ,  $L = L_p$ ). Pour les faibles longueurs  $L$  de cavité les points représentatifs étant placés sur la courbe limite, ils se placeront sur le diagramme des équipotentiels sur des paliers  $\Delta V = \text{Cte}$ .

En conclusion, pour une valeur fixée de  $\Delta V$  les points représentatifs du diagramme  $r'_{\Delta V} = f(L)$  se trouveront, pour  $L$  petit, sur un palier, puis, à partir d'une valeur  $L$  de la courbe limite ces points se placeront sur une droite qui passera par un point fixe (Figures 6.15 et 6.16).

### 2.3.a - Construction de la courbe limite des paliers du diagramme $r'_{\Delta V}(L)$ -

Il résulte de ce qui précède une construction simple de la courbe limite des paliers dans cette représentation, il suffit de juxtaposer les deux diagrammes. On porte en ordonnées les valeurs de  $r'$  et en abscisses une échelle  $\Delta V$  dans la partie gauche de la figure et une échelle  $L$  dans la partie droite (Figure 6.17). On a tracé, à droite, la courbe des paliers et à gauche la courbe de référence et la courbe limite. On place le point  $P(\rho_0, L_p)$ . Soit  $\Delta V = \Delta V_2$  ; nous menons l'ordonnée correspondante qui coupe la courbe limite en  $C_2$  et la courbe de référence en  $Q_2$ . L'horizontale passant par  $Q_2$  coupe  $O'r'$  en  $Q'_2$ , la droite  $PQ'_2$  est relative à la tension  $\Delta V_2$ . De  $C_2$  une horizontale coupera  $O'r'$  en  $C'_2$  et  $PQ'_2$  en  $C''_2$ . Le palier du diagramme  $r'_{\Delta V} = f(L)$  relatif à  $\Delta V_2$  est  $C'_2C''_2$ .

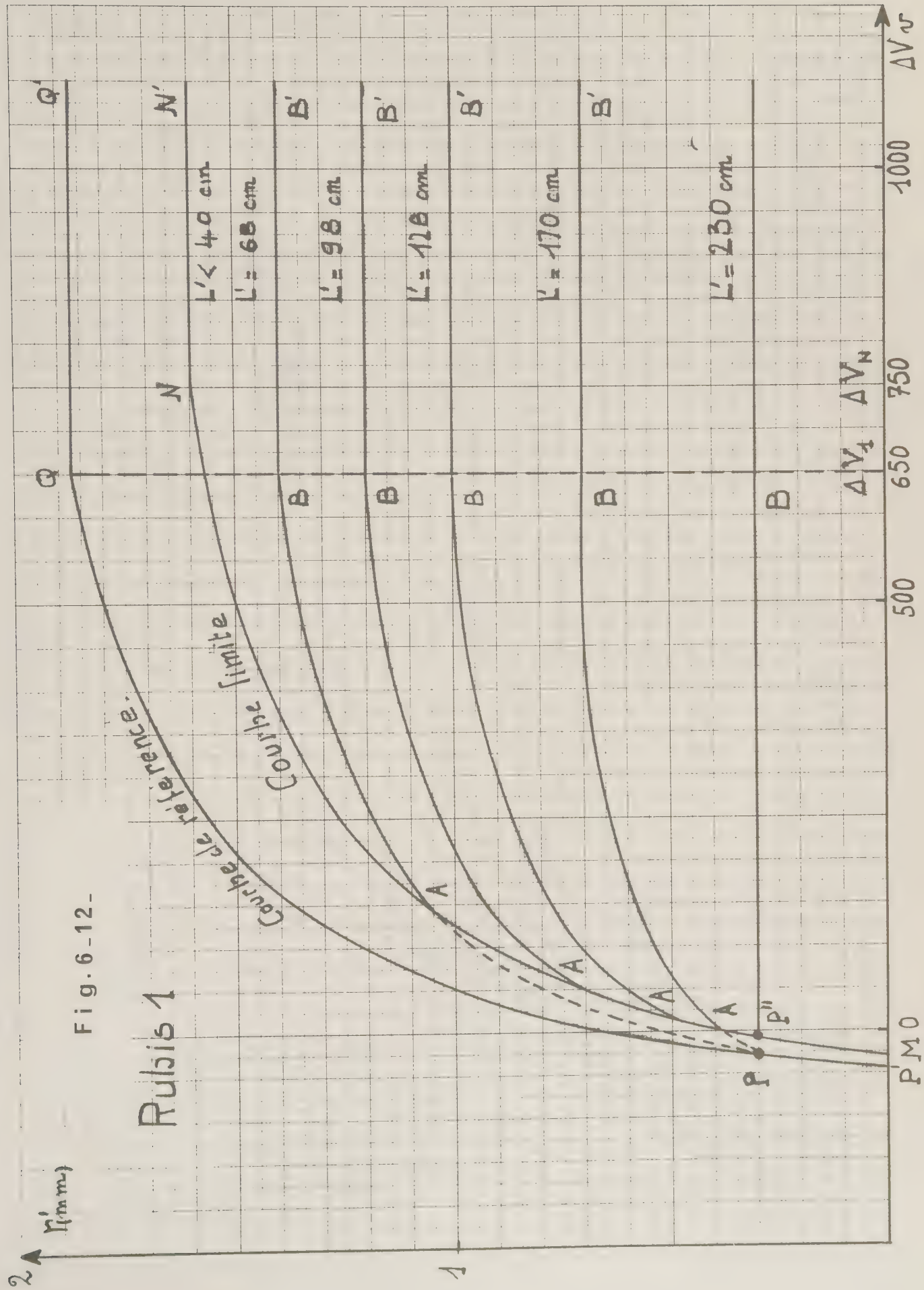








Fig.6-14-

# Droite des Paliers

$P''N_1, Q_1$  relais 1  
 $M_2, N_2, Q_2$  relais 2

x

.

$r'(mm)$

$Q_1$

$N_1$

Courbe

limite

$Q_1$

Courbe

limite

$Q_2$

1,0

0,5

0

$N_2$

100

200

$L' cm$

R

$M_2$

$P''$



Fig. 6-15-

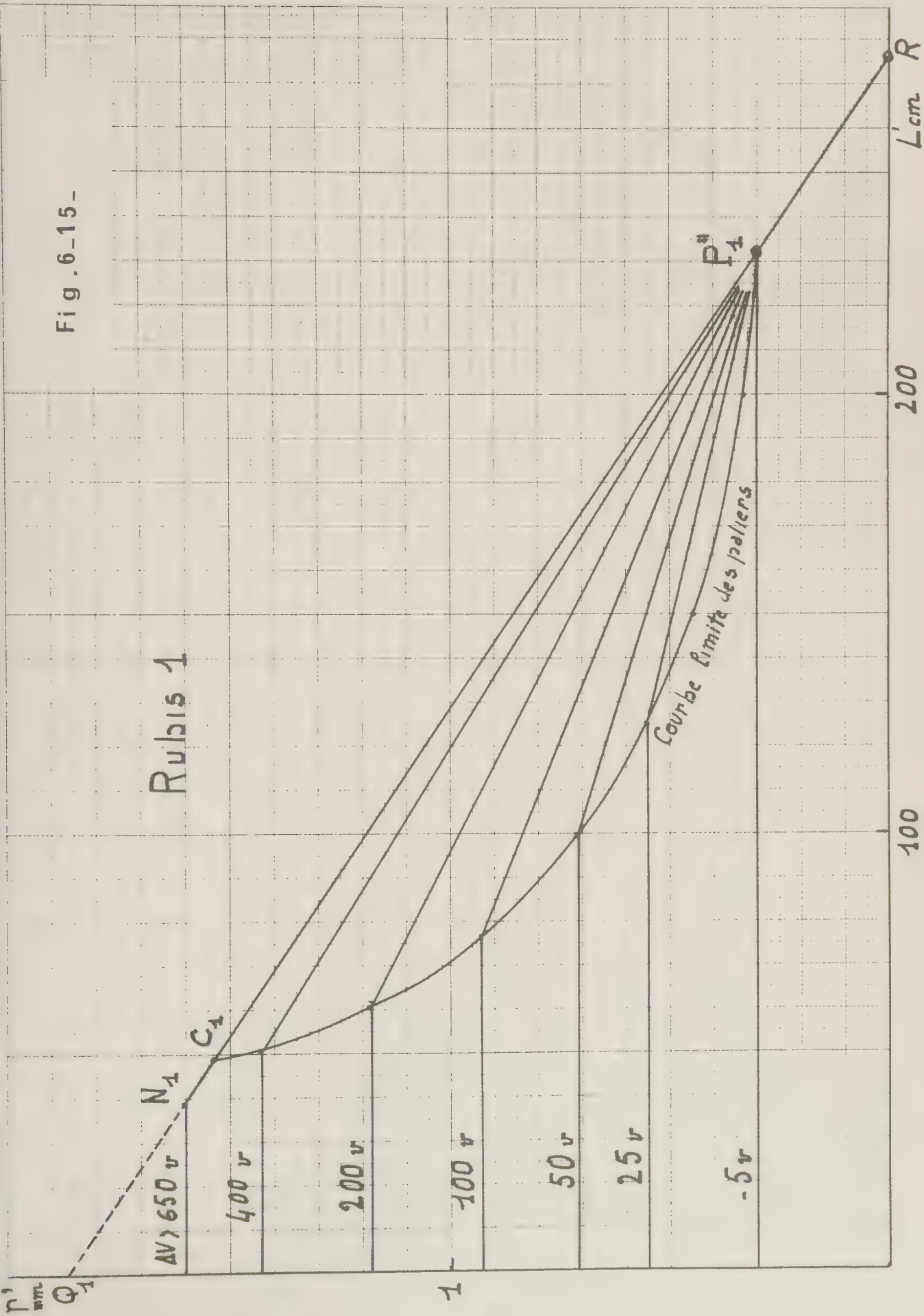
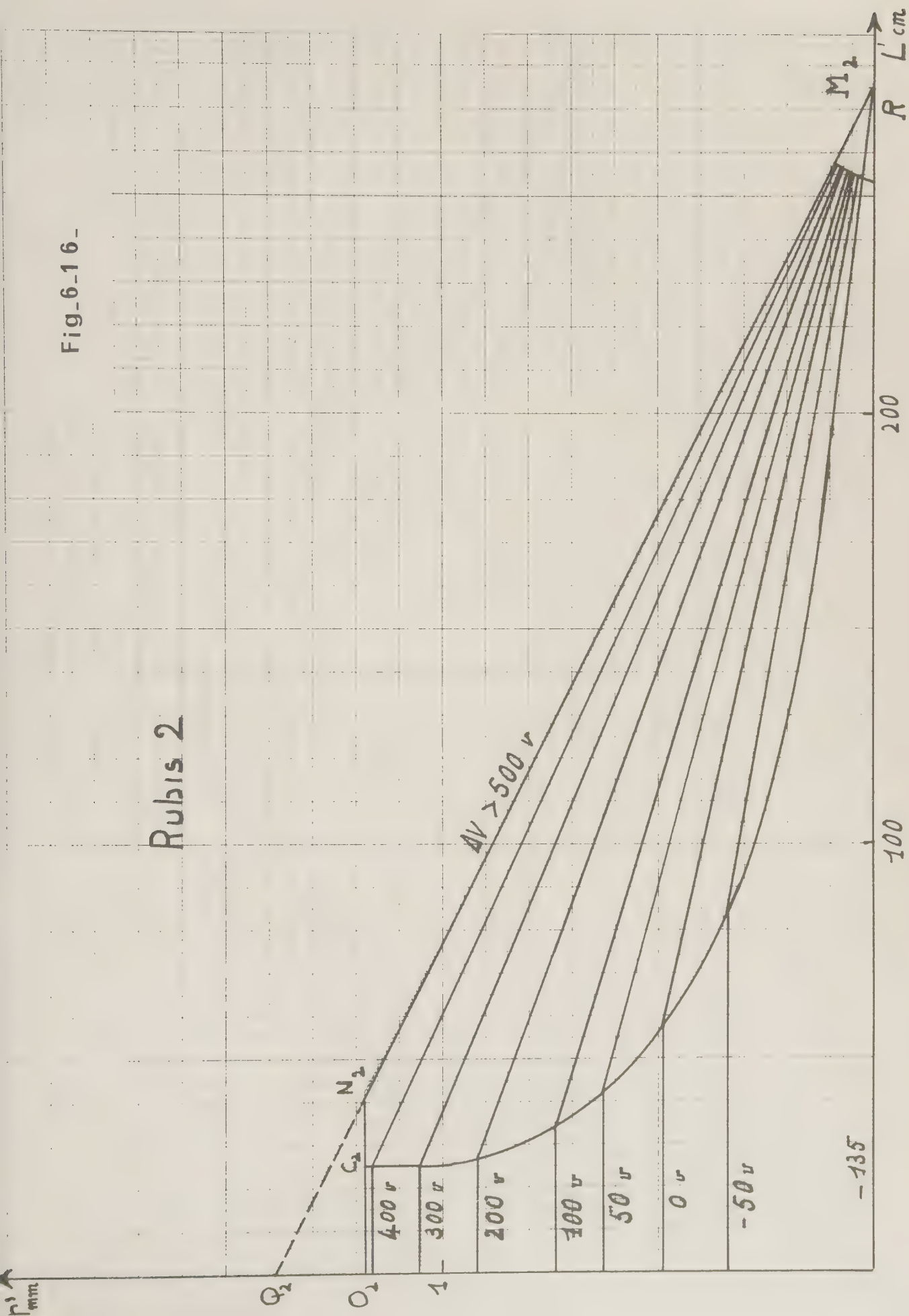




Fig. 6-16-

Rubis 2





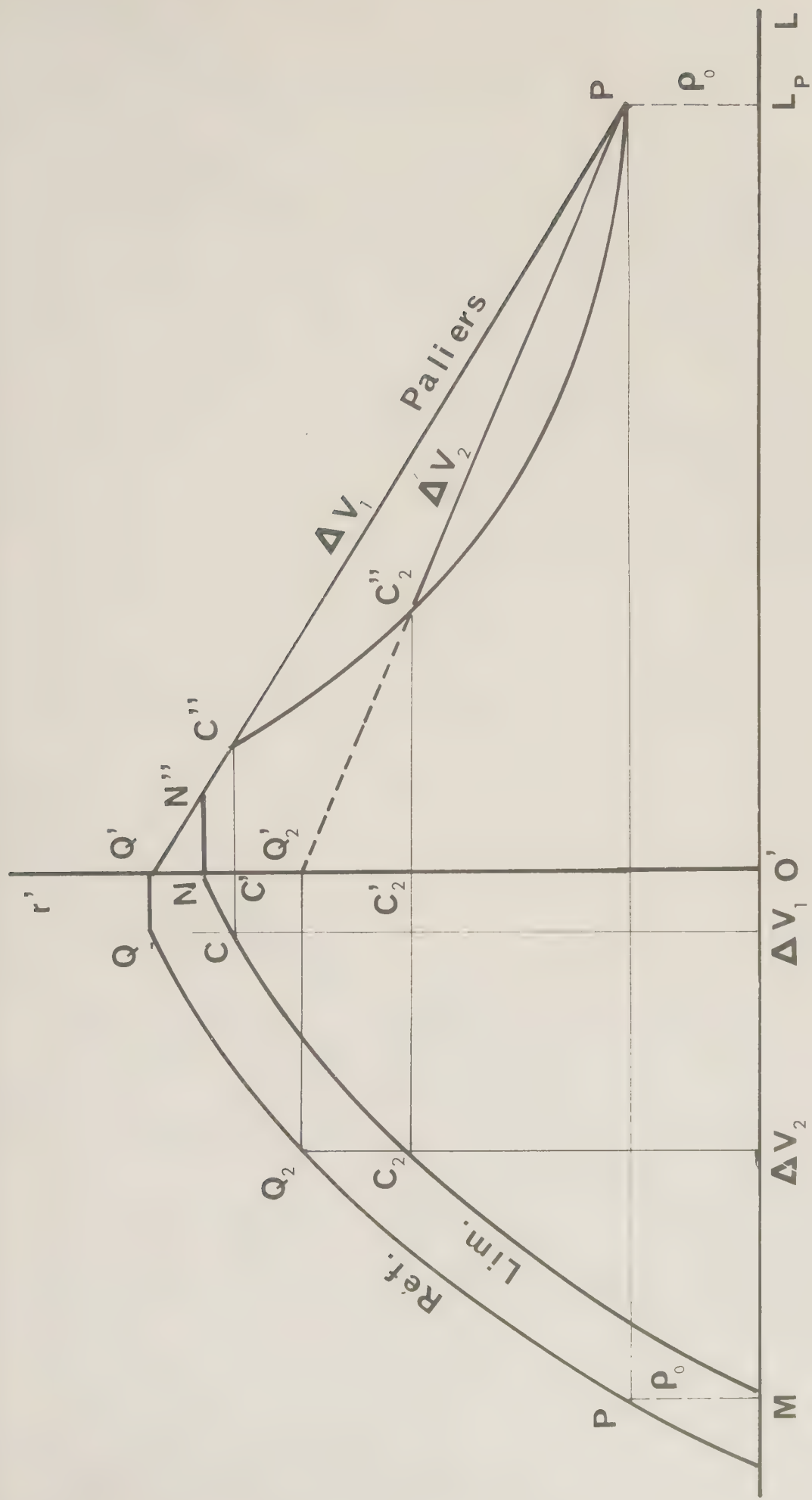
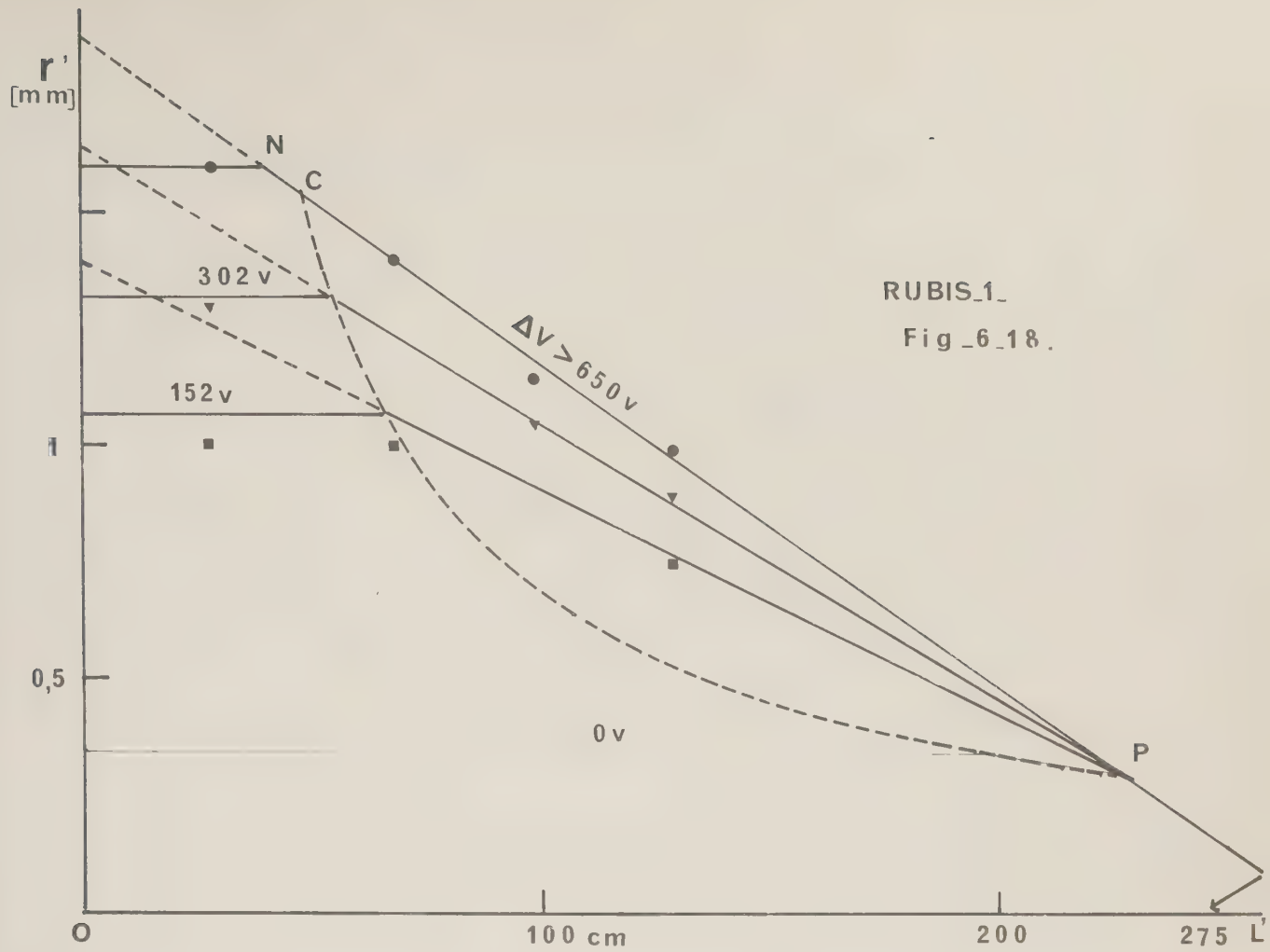
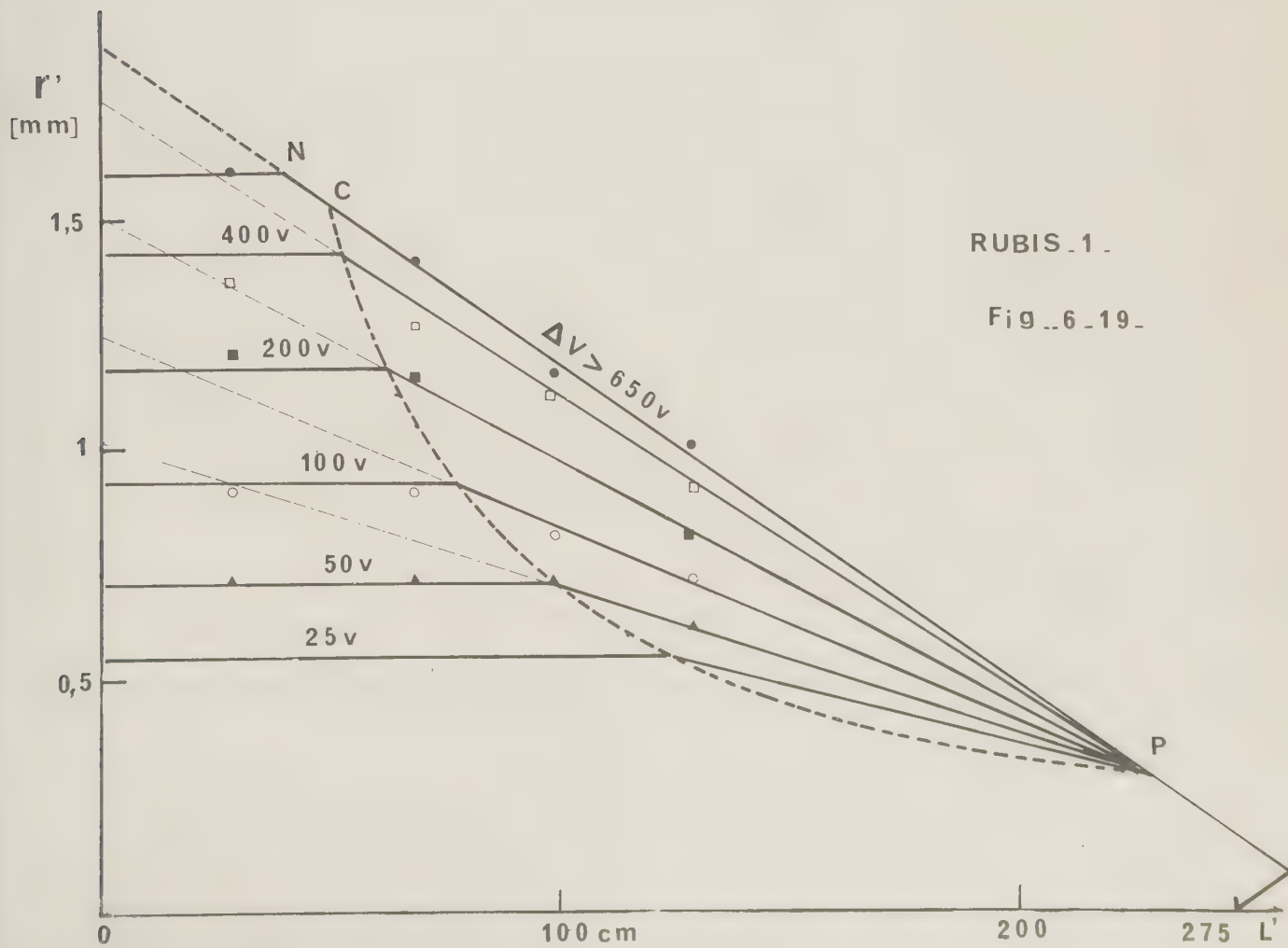


Fig. 6-17.





RUBIS.1.  
Fig 6-18.



RUBIS.1.  
Fig 6-19.



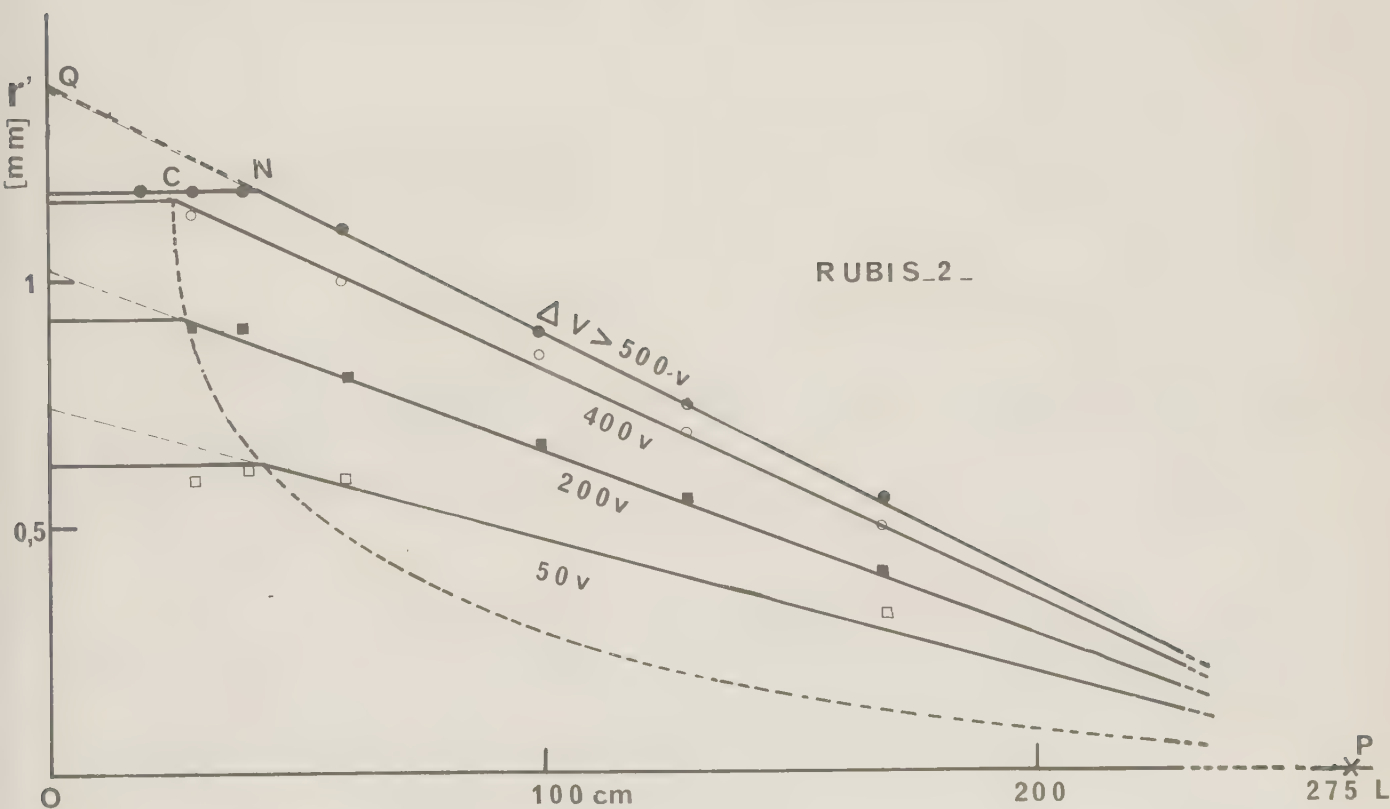
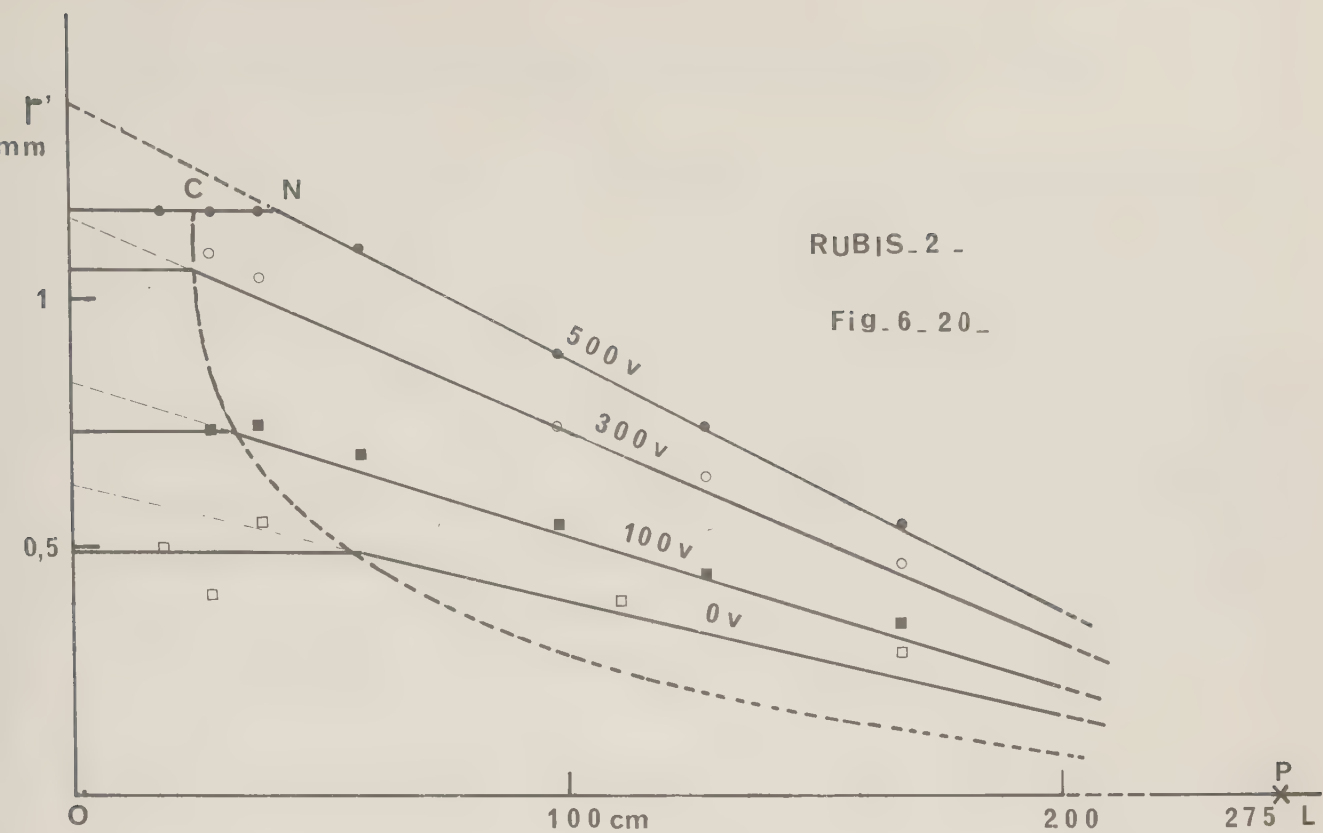


Fig. 6\_21\_



### 2.3.b - Comparaison des mesures avec les formules empiriques -

En utilisant la méthode que nous venons de d'écrire, on a tracé les courbes calculées, puis on a placé les points, soit mesurés directement soit interpolés entre les valeurs mesurées les plus voisines, Figures 6.18 à 6.21. Pour ne pas alourdir le diagramme nous avons utilisé plusieurs réseaux. Nous ferons quelques remarques : pour les deux rubis, la droite des paliers coupe l'axe des abscisses pour  $L' = 275$  cm environ. Le réseau correspondant au rubis 1 est tracé sur les figures 6.18 et 6.19. On remarque l'allure de la courbe NC qui est due au fait que  $\Delta V_N > \Delta V_1$ . Le réseau correspondant au rubis 2, Figures 6.20 et 6.21, est analogue, mais cette fois  $\Delta V_N < \Delta V_1$  ce qui modifie l'aspect du diagramme NC. Pour le rubis 1 et  $L = 100$  cm nous n'avons pas reporté des points aberrants observés pour  $\Delta V = 150$  et 200 volts.

Signalons enfin que pour  $L = 20$  cm les mesures de  $r'$  sur les deux rubis sont insuffisantes dans la partie AB de la courbe, il conviendrait d'effectuer d'autres mesures pour confirmer ce résultat.

### 2.4. - CONCLUSION SUR LES MESURES DE $r'$ .

Les deux rubis examinés présentent de grandes analogies en ce qui concerne l'allure de leurs caractéristiques ; dans les deux cas, on trace une droite des paliers, une courbe limite et une courbe de référence. Les diagrammes comportent de nombreuses parties rectilignes parallèles ou concourantes ; le point de concours P des caractéristiques s'observe sur les deux rubis.

Toutefois, rappelons que ces résultats ne sont valables que pour  $L < 170$  cm et pour des pouvoirs réflecteurs des miroirs terminaux supérieurs à 0,8. Nous nous proposons de faire des mesures sur un banc optique plus long afin de voir si on peut extrapoler les graphiques.

Il serait intéressant d'étudier systématiquement une série de rubis, toutefois les mesures microphotométriques étant très longues cette étude demanderait beaucoup de temps.

### 3 - ETUDE DES SECTIONS DES FAISCEAUX A DES DISTANCES CROISSANTES DU MIROIR DE SORTIE -

Il sera intéressant de savoir lors de l'interprétation des résultats si le faisceau laser est dès sa sortie de la cavité optique, un faisceau divergent. Pour cela nous avons pris des clichés directs à des distances croissantes  $\ell$  de la cavité, Figure 6.22.

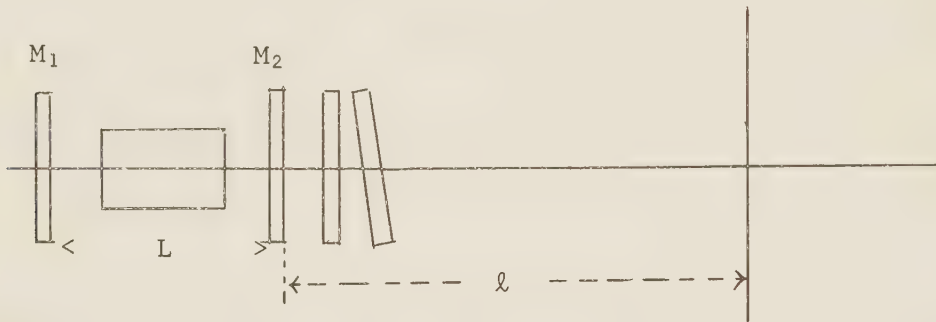


Figure 6.22 -

Les mesures ont été faites pour une longueur de cavité  $L = 30$  cm avec  $\Delta V = 150$  volts et  $\Delta V = 650$  volts, et cinq valeurs de  $\ell$  comprises entre 60 cm et 190 cm.

Nous avons porté les résultats des mesures sur le graphique de la figure 6.23. On constate que les points s'alignent sur deux droites concourantes au point d'abscisse 87 cm en arrière de  $M_2$ . Par conséquent, on peut en conclure que le faisceau diverge dès sa sortie de la cavité. Nous reviendrons ultérieurement sur ce résultat.

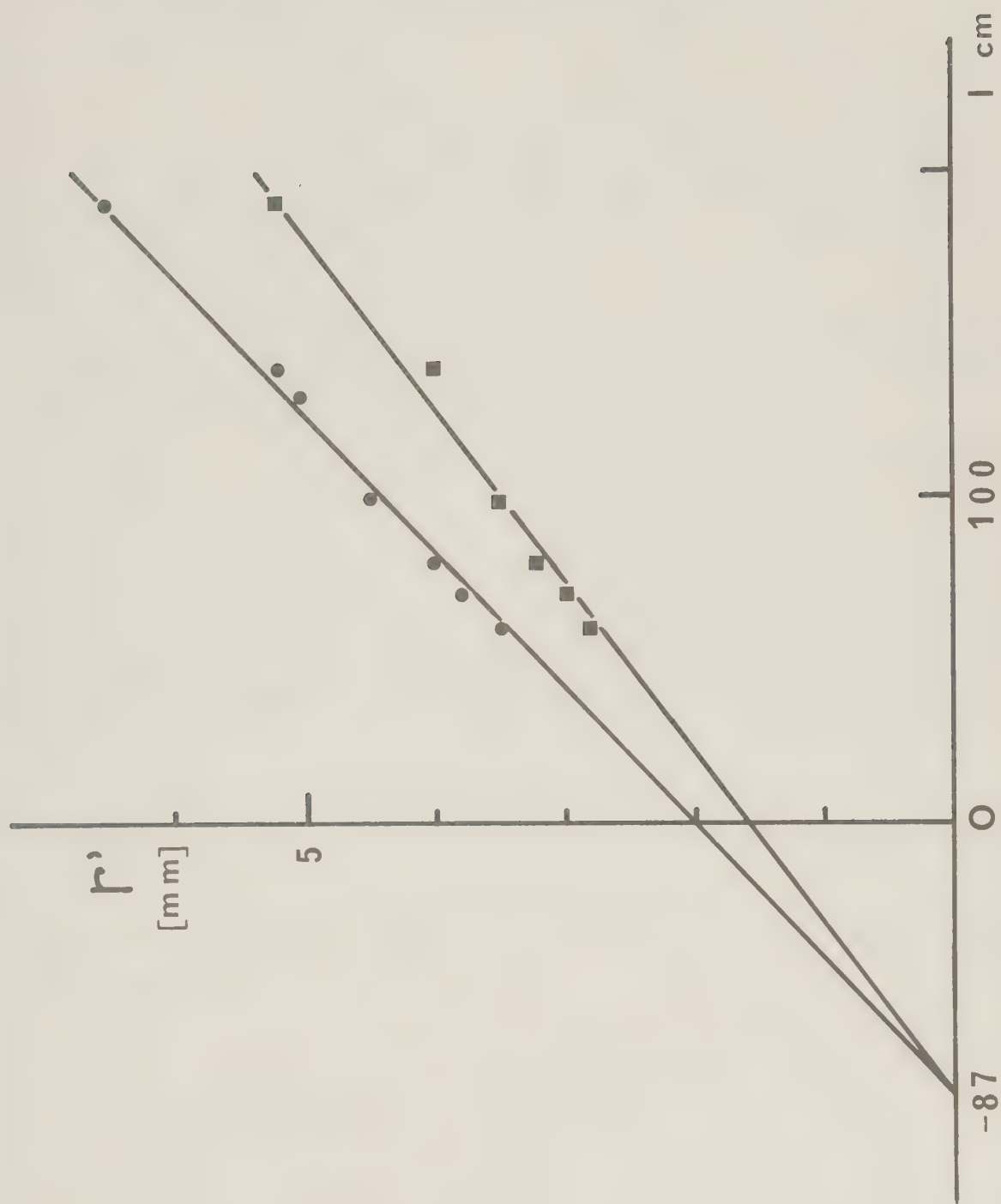


Fig \_ 6 \_ 23 \_



## CHAPITRE\_7 - DISCUSSION DES RESULTATS DES MESURES. FORME DE L'ONDE EMISE PAR UN LASER A RUBIS EQUIPE DE MIROIRS PLANS -

Rappelons quelques définitions concernant un faisceau de Gauss données dans le premier chapitre, que nous allons utiliser pour étudier l'onde associée au faisceau principal.

Nous avons montré que le paramètre de l'onde plane  $W_0$  et l'angle de divergence  $\theta_0$  à l'infini, définis par la condition portant sur l'amplitude ( $a_{\max}/e$ ) sont liés par la formule :

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0} \quad . \quad .1.$$

Pour indiquer qu'il s'agit du faisceau principal nous utiliserons des lettres majuscules pour désigner les paramètres  $d$ ,  $d_0$  et  $d'$ . On écrira :

$$D'^2 = D^2 + D_0^2 \quad , \quad .2.$$

$D'$  : désigne la distance à l'origine au plan d'observation (le miroir de sortie dans nos expériences),

$$D_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda} = \frac{\lambda}{\pi \theta_0^2} \quad . \quad .3.$$

Le rayon de courbure  $R$  et la largeur (en amplitude) de l'onde de Gauss dans le plan d'abscisse  $D$  seront donnés par les relations :

$$R = \frac{D'^2}{D} \quad .4. \quad \text{et} \quad W = \theta_0 D' \quad .5.$$

La divergence à l'infini peut ainsi se calculer à partir des paramètres  $W$  et  $D'$  relatifs à un plan de front quelconque.

Pour la commodité de nos mesures nous avons défini l'angle de divergence  $\theta$  et la largeur de la tache lumineuse sur le miroir de sortie  $r'$  par la condition portant sur l'intensité. On aura donc :

$$\theta = \frac{\theta_0}{\sqrt{2}} \quad r' = \frac{W}{\sqrt{2}} \quad .6.$$

Convenons de repérer à l'aide de l'indice  $i$  les définitions faites à partir de l'intensité. Au paramètre  $D_0$  (formule .3.) nous ferons correspondre le paramètre  $D_{oi}$  tel que :

$$D_{oi} = \frac{\lambda}{\pi \theta^2} \quad , \quad .7.$$

la formule .2. s'écrira :

$$D'^2 = D^2 + \frac{D_{oi}^2}{4} \quad , \quad .8.$$

le rayon de courbure sera donné par la relation :

$$R = D + \frac{D_{oi}^2}{4D} \quad , \quad .9.$$

et d'après .5. et .6. on peut écrire :

$$D' = \frac{W}{\theta_0} = \frac{r'}{\theta} \quad .10.$$

Finalement les formules seront inchangées, mais dans le calcul de  $R$  il faudra faire intervenir  $D_{i0}/2$  à la place de  $D_0$ .

# 1 - COMPARAISON DE NOS MESURES AVEC LES RESULTATS ANTERIEURS -

Evtuhov et Neeland (36), Leontovich et Veduta (47) expliquent les propriétés du faisceau principal émis par un laser à rubis équipé de miroirs plans par la théorie des ondes stationnaires d'une cavité confocale développée par Boyd et Gordon (46). Il faut admettre dans ces conditions une variation d'indice à l'intérieur du barreau rubis qui en première approximation devient assimilable à une lentille mince convergente si sa longueur est faible par rapport à la longueur de la cavité. La cavité optique équivalente sera donc constituée par deux miroirs sphériques situés à la même distance l'un de l'autre que les miroirs plans, Figure 7.1.

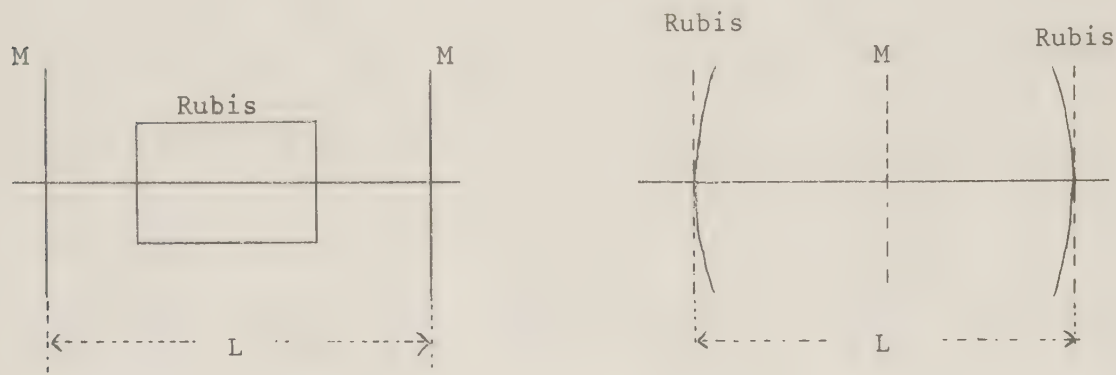


Figure 7.1 -

S'il s'établit un système d'ondes stationnaires, au centre de la cavité équivalente (qui correspond à un des miroirs plans de la cavité réelle) la largeur du faisceau alors sera minimum et l'onde sera plane, conclusion qui n'est pas vérifiée par nos expériences. Comme l'angle de divergence  $\theta_0$  du faisceau émis est relié à la largeur minimum  $W_0$  de ce faisceau au centre de la cavité par la relation :  $\theta_0 = \lambda/\pi W_0$  nos mesures devraient vérifier la relation :

$$\theta \cdot r' = \frac{\lambda}{2\pi} = 0,11 \times 10^{-6} \quad \text{radian mètre} \quad ;$$

puisque dans ce cas  $r' = W_{0i}$  paramètre de l'onde plane défini en intensité. Pour une valeur de  $r'$  donnée, sur le miroir de sortie, la divergence du faisceau sera minima si l'onde est plane ; on aura alors pour une onde de Gauss :  $\theta = \lambda/2\pi r$ . On doit donc vérifier,  $\theta r' > \lambda/2\pi$  ou  $0,11 \times 10^{-6}$  rad  $\times$  mètres si  $r'$  ne correspond pas à l'onde plane.

Rappelons que  $\theta_0$  et  $W_0$  sont des paramètres qui correspondent à des amplitudes alors que nous mesurons des grandeurs analogues relatives aux intensités lumineuses.

La tableau ci-dessous donne, dans le cas des valeurs asymptotiques, les valeurs du produit  $\theta \cdot r'$  pour différentes longueurs de cavité.

Tableau 7.1 -

| $L_{cm}$                        | 16,5 | 20   | 30   | 40   | 60   | 100  | 130  | 170  |
|---------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $r' \cdot 10^{-3} m$            | 1,18 | 1,18 | 1,18 | 1,18 | 1,10 | 0,9  | 0,75 | 0,55 |
| $\theta \cdot 10^{-3}$<br>rad   | 1,75 | 1,65 | 1,29 | 1,08 | 0,9  | 0,57 | 0,35 | 0,25 |
| $\theta \cdot r' \cdot 10^{-6}$ | 2,06 | 1,94 | 1,53 | 1,27 | 0,99 | 0,51 | 0,26 | 0,14 |

On constate que ces valeurs varient avec la longueur de la cavité et restent supérieures à la valeur prévue. Le miroir de sortie ne correspond pas par conséquent à une onde plane. Remarquons que si l'onde sur le miroir plan de sortie est une onde plane, cette onde correspond d'après la théorie à l'origine des phases et par conséquent, le lieu des points représentant la largeur des taches pour des distances grandes et croissantes à la face de sortie (expérience de la page 106) devrait être une droite passant par le centre du miroir de sortie ; ce qui n'est pas le cas. Les valeurs de  $r'$  que nous mesurons sur le miroir plan de sortie ne correspondent donc pas à l'onde plane, autrement dit à la section minimum du faisceau gaussien.

## 2 - RELATION ENTRE $r'$ et $\theta$ ; RESULTATS DES MESURES -

Quand on compare la répartition lumineuse sur la face de sortie du laser (miroir  $M_2$  paramètre  $r'$ ) et la répartition à l'infini (ou dans le plan focal, paramètre  $\theta$ ) on peut distinguer deux cas extrêmes (et bien entendu tous les cas intermédiaires) :

- la surface d'onde sur le miroir est plane ; la figure de diffraction à l'infini est la transformée de Fourier de la répartition sur  $M_2$  ; cette transformation porte sur les amplitudes complexes. En particulier à une tache étroite sur  $M_2$  correspond une large tache à l'infini ;
- la surface d'onde sur  $M_2$  a un rayon de courbure  $R$  . L'ouverture angulaire du faisceau incident a une ouverture :  $\theta = r'/R$  . Si cette valeur est beaucoup plus grande que celle que donnerait la diffraction par une ouverture plane de rayon  $r'$  , éclairée sous l'incidence normale ( $\theta \sim \lambda/r'$ ) , on est dans l'approximation de l'optique géométrique ; au delà de  $M_2$  les surfaces d'ondes sont des sphères concentriques. Dans ce cas  $R \ll r'^2/\lambda$  , on aura une condition comparable en prenant  $D_0 \ll D$  , cas des ondes concentriques. Les répartitions de l'intensité lumineuse sur le miroir de sortie  $M_2$  et à l'infini seront alors homothétiques, le centre d'homothétie sera le centre de la surface d'onde relative à  $M_2$  . Les mesures montrent que, sauf pour  $L$  de l'ordre de 2 mètres, les caractéristiques du faisceau se rapprochent de ce dernier cas; l'accord sera d'autant plus satisfaisant que  $L$  sera petit dans ce cas on aura :  $R \simeq D \simeq D'$  . Nous avons porté sur les tableaux 7.2 et 7.3 les valeurs expérimentales de  $D'$  pour les deux rubis que nous avons systématiquement étudiés.

L'expérience montre que lorsqu'on modifie  $\Delta V$  pour une longueur donnée de  $L$  ,  $R$  est sensiblement constant, autrement dit, le centre d'homothétie de la surface d'onde passant par  $M_2$  , et de la surface d'onde à l'infini dépend peu de  $\Delta V$  et est surtout déterminé par  $L$  . Quand  $\Delta V$  varie, il est préférable de considérer  $D'$  et non  $R$  , c'est-à-dire  $D' = r'/\theta$  . On remarque que  $D'$  reste constant même pour des valeurs de  $\Delta V$  plus faibles que les valeurs qui correspondent aux paliers des courbes  $r'(\Delta V)$  et  $\theta(\Delta V)$  et d'autant plus loin que  $L$  est plus petit.

Tableau 7.2 - Rubis N°1. Valeurs expérimentales de  $D' = r'/\theta$ .

| $\Delta V$ volts<br>$L'$ cm | 0    | 100 | 200  | 300 | 400  | 500  | 600  | 700  | 800 | 900 |
|-----------------------------|------|-----|------|-----|------|------|------|------|-----|-----|
| 12,8                        | 51,5 |     | 53,5 | 55  | 53   | 54,5 | 56,5 | 56,5 | 57  | 57  |
| 27,8                        |      | 110 | 112  | 90  | 76,5 | 81,5 | 85   | 83   | 80  | 80  |
| 42,8                        |      | 126 | 130  | 115 | 115  | 123  | 118  | 121  | 114 | 114 |
| 68                          |      | 147 | 136  | 118 | 115  | 121  | 124  | 122  | 128 | 128 |
| 98                          | 125  | 178 | 186  | 183 | 167  | 174  | 166  | 170  | 172 | 172 |
| 128                         |      | 170 | 173  | 170 | 180  | 186  | 192  | 196  | 196 | 196 |

Tableau 7.3 - Rubis N°2. Valeurs expérimentales de  $D' = r'/\theta$ .

| $\Delta V$ volts<br>$L'$ cm | 0    | 100  | 200  | 300  | 400  | 500  | 600  | 700  | 800  | 900 |
|-----------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-----|
| 14,3                        | 52,5 | 60   | 64,5 | 66,5 | 70,5 | 68,5 | 67,5 | 67,5 | 67,5 |     |
| 17,8                        | 57,5 | 68,5 | 74   | 75   | 77,5 | 75   | 72   | 72   | 72   |     |
| 27,8                        | 62,5 | 78   | 85   | 90   | 96   | 94   | 91,5 | 91   | 91   |     |
| 37,8                        |      |      |      |      |      | 113  | 110  | 109  |      | 109 |
| 58                          | 111  | 111  | 115  | 115  | 120  | 125  | 122  | 122  |      | 122 |
| 98                          | 115  | 122  | 127  | 138  | 145  | 158  | 158  |      |      | 158 |
| 128                         | 174  | 180  | 189  | 197  | 212  | 214  | 214  | 214  |      | 214 |
| 168                         | 167  | 180  | 191  | 200  | 212  | 220  | 220  | 220  |      | 220 |

Nos résultats sont particulièrement constants pour les faibles valeurs de  $L$  et les grandes valeurs de  $\Delta V$ . Au voisinage du seuil  $D'$  est bien moins défini, les valeurs de  $\theta$  étant plus incertaines.

La dispersion des résultats ne paraît pas due aux erreurs photométriques ; pour chaque valeur de  $L'$  nous devons procéder à un nouveau réglage de la cavité ; les valeurs de  $\theta$  et  $r'$  obtenues dépendent certainement de la mise en place du rubis et des écarts dans l'orientation du barreau.

### 3 - RELATION ENTRE $D'$ ASYMPTOTIQUE ET LA LONGUEUR DE LA CAVITE -

Nous appellerons  $D'$  asymptotique les valeurs de  $D'$  qui correspondent, pour une longueur de cavité donnée, aux grandes valeurs de  $\Delta V$ .

Pour faciliter l'interprétation des résultats il sera intéressant de représenter par une formule empirique les variations de  $D'$  asymptotique en fonction de la longueur de la cavité. Les mesures seront convenablement représentées par la relation :

$$D' = \sqrt{L_0 L' + \frac{L'^2}{4}} \quad , \quad .11.$$

$L_0$  est la valeur de  $L'$  commune aux deux rubis pour laquelle la droite des paliers coupe l'axe des longueurs. Pratiquement on pourra confondre  $L'$  avec  $L$ . Sur le diagramme de la figure 7.2 nous avons porté pour les différentes longueurs de cavité, en abscisses les valeurs de  $D'$  calculées à l'aide de la formule empirique et en ordonnées les valeurs correspondantes de  $D'$  asymptotique mesurées. Si ces valeurs coïncident elles devront se trouver sur la bissectrice des axes.

L'examen de ce diagramme conduit aux conclusions suivantes :

- les résultats des mesures et des calculs effectués à partir des formules empiriques sont en bon accord ;

- on a pratiquement le même diagramme pour le rubis 1 et le rubis 2, bien que les valeurs numériques relevées pour  $\theta$  et  $r'$  soient



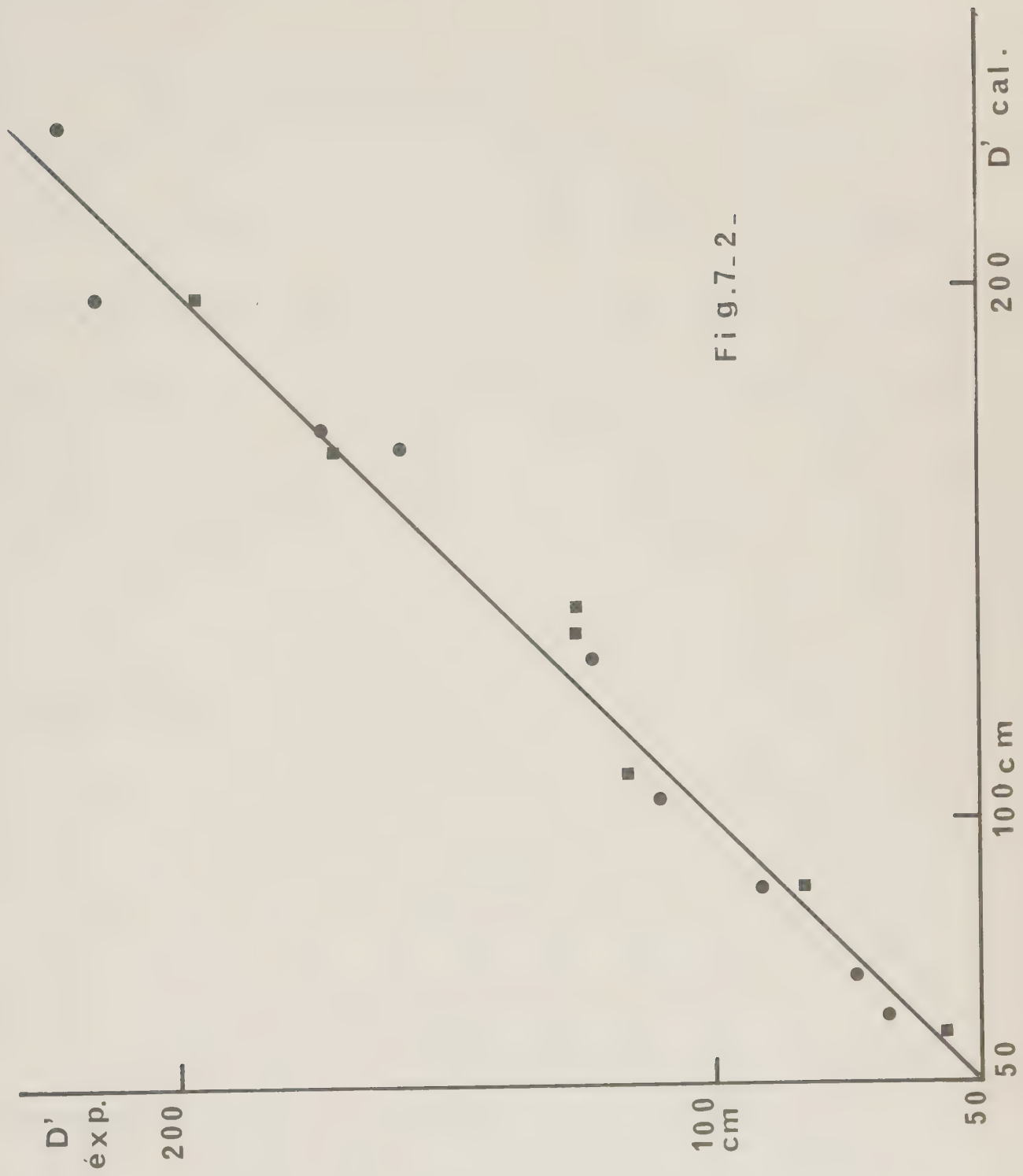


Fig.7-2-



Tableau 7.4 -

| $L'_{cm}$                          | 12,8 | 14,3 | 17,8 | 27,8 | 37,8 | 42,8 | 58   | 68   | 98   | 128  | 148  | 168  | 175  |
|------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $D'_{cm} \text{ calc.}$            | 59   | 62,5 | 70   | 87   | 103  | 109  | 130  | 140  | 170  | 197  | 213  | 229  | 234  |
| $r'_{mm} \text{ lu}$               | 1,60 | 1,60 | 1,60 | 1,60 | 1,60 | 1,57 | 1,47 | 1,40 | 1,19 | 0,99 | 0,71 | 0,71 | 0,66 |
| $\theta_{calc.} \times 10^{-3}rd$  | 2,71 | 2,56 | 2,28 | 1,84 | 1,55 | 1,44 | 1,13 | 1,00 | 0,70 | 0,50 | 0,40 | 0,31 | 0,28 |
| $\theta_{mesuré} \times 10^{-3}rd$ | 2,80 | 2,56 | 2,28 | 2,0  | 1,55 | 1,40 | 1,13 | 1,10 | 0,70 | 0,50 | 0,40 | 0,31 | 0,28 |

Tableau 7.5 -

| $L'_{cm}$                          | 14,3 | 17,8 | 27,8 | 37,8 | 58   | 98   | 128  | 148  | 168  | 175  |
|------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $D'_{cm} \text{ calc.}$            | 62,5 | 70   | 87   | 103  | 130  | 170  | 197  | 213  | 229  | 234  |
| $r'_{mm} \text{ lu}$               | 1,19 | 1,19 | 1,19 | 1,19 | 1,19 | 0,9  | 0,75 | 0,65 | 0,55 | 0,50 |
| $\theta_{mesuré} \times 10^{-3}rd$ | 1,75 | 1,65 | 1,3  | 1,07 | 0,9  | 0,57 | 0,35 | 0,30 | 0,25 | 0,24 |
| $\theta_{calc.} \times 10^{-3}rd$  | 1,91 | 1,70 | 1,37 | 1,16 | 0,92 | 0,53 | 0,38 | 0,30 | 0,24 | 0,22 |

différentes. Les valeurs asymptotiques de  $D'$  pour  $\Delta V$  grand ne dépendent ainsi que de  $L'$  pour deux rubis ayant les mêmes caractéristiques géométriques.

Nous pouvons maintenant utiliser les résultats précédents pour calculer les valeurs asymptotiques de  $\theta$  pour  $\Delta V$  grand ; nous prenons pour  $D'$  la valeur  $D' = \sqrt{L_0 L' + L'^2/4}$ . D'autre part dans le diagramme  $r'(L)$  la droite des paliers pour  $\Delta V > \Delta V_1$  est connue avec une bonne précision. Nous aurons  $\theta = r'/D'$ . Cette méthode nous permettra d'extrapoler les valeurs de  $\theta$  pour les valeurs de  $L'$  plus grandes que 130 cm.

Pour le rubis 1 le tableau 7.4 rassemble les valeurs déjà calculées avec les valeurs extrapolées, nous portons les points mesurés sur la courbe calculée : (courbe de la figure 7.3). Nous donnons les mêmes résultats pour le rubis 2 (Tableau 7.5 et courbe de la figure 7.3).

#### 4 - CONCLUSION -

Une analyse de nos résultats expérimentaux a montré :

•1• que les ondes de Gauss émises par le laser sont généralement de type concentrique ( $R \sim D \sim D'$ ) et qu'elles sont caractérisées par le paramètre  $D' = r'/\theta$  ;

•2•  $D'$  reste constant pour une longueur  $L$  de cavité et pour des valeurs de  $\Delta V$  plus faibles que celles qui correspondent aux paliers des courbes  $r'(\Delta V)$  et  $\theta(\Delta V)$  ;

•3• pour les deux rubis étudiés on peut représenter les variations du paramètre  $D'$ , pour les valeurs de  $\Delta V$  qui correspondent à  $D' = \text{Cte}$  quand  $L$  est fixé, par la même relation :

$$D' = \sqrt{L_0 L' + \frac{L'^2}{4}} .$$

Cette formule empirique permet d'extrapoler les valeurs de  $\theta$  pour des valeurs de  $L'$  plus grandes que 130 cm.

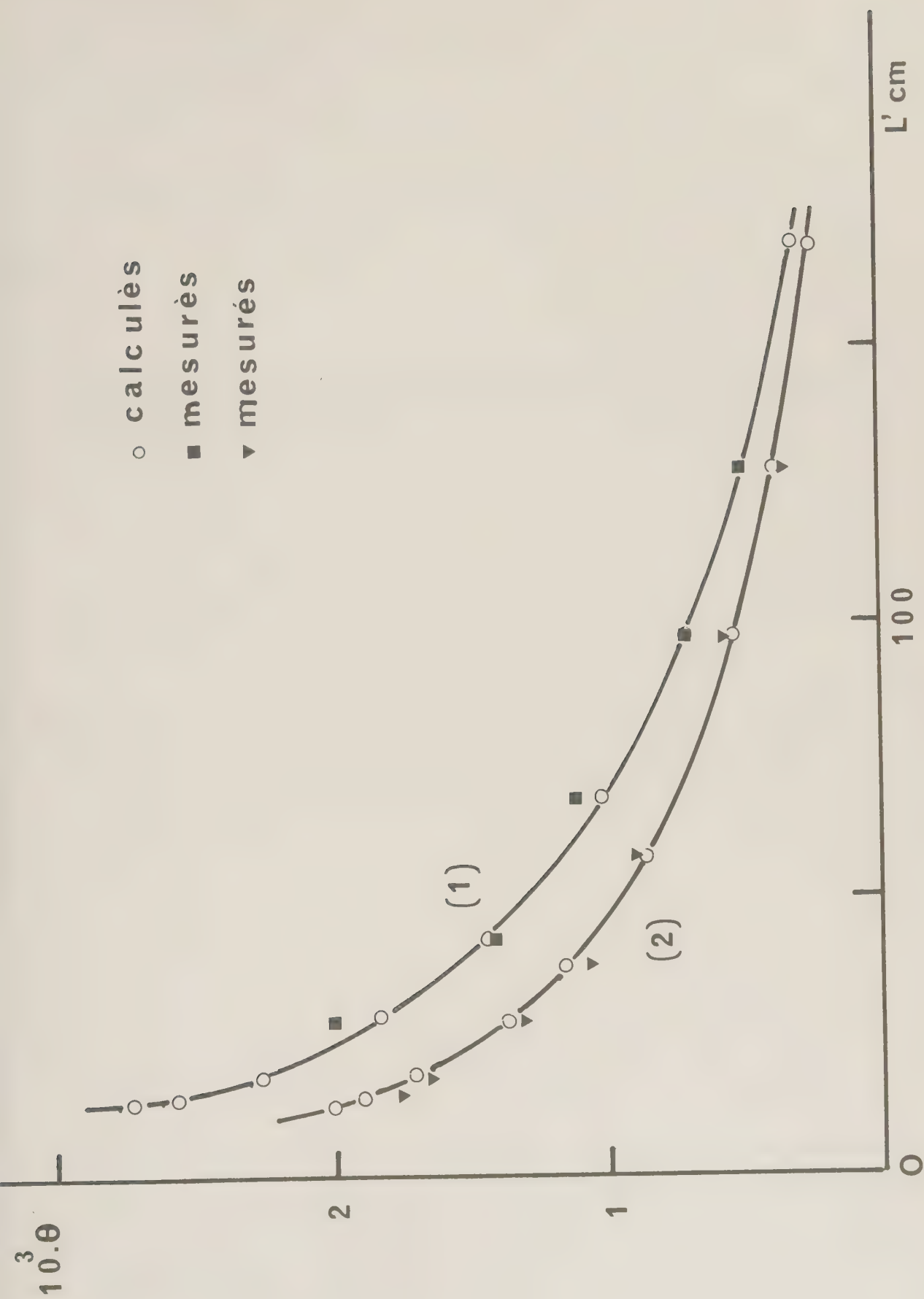


Fig. 7-3-



## Q U A T R I E M E P A R T I E

### ETUDE THEORIQUE DE LA PROPAGATION DES ONDES DANS UN LASER A RUBIS EQUIPE D'UNE CAVITE P.F.p. -

Dans les chapitres 8 et 9 nous confrontons, après un bref résumé, nos résultats expérimentaux avec la théorie d'une cavité inactive de Fox et Li et la théorie des oscillations multimodes.

Nous serons amené, dans le chapitre 10, à reprendre la théorie de la propagation des ondes dans une cavité optique en tenant compte des propriétés du milieu actif placé dans la cavité. Cette théorie devra nous permettre de relier les paramètres de l'onde de Gauss à ceux qui caractérisent du milieu actif.

~~~~~


CHAPITRE 8 - ETUDE CRITIQUE DU MODELE DE FOX ET LI - CAVITE INACTIVE -

Nous allons comparer nos résultats expérimentaux avec les valeurs théoriques de l'angle de divergence et du rayon de la tache laser sur le miroir de sortie que nous évaluerons à partir de la théorie de Fox et Li. Les auteurs ont considéré théoriquement le cas d'une cavité de Pérot et Fabry à miroirs plans en supposant que le milieu compris entre les deux miroirs est inactif.

Fox et Li, Bergstein et Schachter (51) (52) ont étudié la propagation d'une onde dans un interféromètre P.F. en supposant que son amplitude n'est pas négligeable sur les bords des miroirs terminaux. On va être ramené au problème suivant: étant donné des ouvertures identiques aux miroirs, percées dans des écrans opaques placés à une distance L les uns des autres ; peut-il exister une onde qui après un grand nombre de passages à travers ces ouvertures va garder, à un coefficient complexe près, les mêmes caractéristiques, c'est-à-dire la même répartition de l'amplitude complexe ? Quelles sont alors les pertes relatives d'une telle onde lors d'un transit ? Si une telle onde existe on dira qu'elle donne lieu à un état stationnaire. S'il existe plusieurs solutions, plusieurs états stationnaires seront possibles et à chacun de ces états correspondra un mode normal de propagation.

1 - RAPPEL DU CALCUL -

Nous nous bornerons au cas qui nous intéresse de la cavité (P.F.p) dont les miroirs terminaux sont des cercles de rayon a , traitée en détail par Bergstein et Schachter (52). Nous reprenons les formules de départ du chapitre 1. On appellera $f_p(x,y)$ la distribution de l'amplitude pupillaire complexe sur le pième miroir. A l'aide de la formule de Kirchhoff (15) on pourra calculer la distribution de l'amplitude pupillaire sur l'ouverture suivante :

$$f_{p+1}(X,Y) = \frac{j}{\lambda} \iint_{\Sigma} f_p(x,y) \frac{e^{-jkr'}}{r} \frac{\cos\theta + \cos\theta'}{2} dx.dy \quad .$$

Le domaine d'intégration est la surface Σ de l'ouverture. Si après un grand nombre de transits l'onde tend vers un état stationnaire caractérisé par la fonction $f(X,Y)$, $f(X,Y)$ devra être solution de l'équation intégrale déduite de la formule de Kirchhoff, soit :

$$f(X,Y) = \gamma \iint_{\Sigma} f(x,y) K(X,Y,x,y) d\sigma \quad ,$$

où $K(X,Y,x,y)$ sera le noyau de l'intégrale.

Toute solution de l'équation intégrale sera une fonction propre qui caractérise un mode normal de propagation. γ sera la valeur propre associée à $f(X,Y)$ et pourra être considéré comme une constante de propagation qui caractérise le déphasage et l'atténuation de l'amplitude de l'onde lors d'un transit. Les pertes par transit seront de la forme :

$$P = 1 - |\gamma|^2 \quad .$$

Dans le cas des ouvertures circulaires, la symétrie du problème permet de choisir des solutions de la forme :

$$f(\rho,\theta) = R_n(\rho) e^{-jn\theta} \quad ,$$

Nous appellerons ρ le rayon vecteur dans le plan (x,y) et R le rayon vecteur dans le plan (X,Y) (Ne pas confondre avec la notation R_n); la fonction radiale est donnée par une équation de la forme :

$$R_n(R) \cdot \sqrt{R} = \gamma_n \int_0^a K(R,\rho) R_n(\rho) \cdot \sqrt{\rho} \cdot d\rho \quad .$$

Cette équation est une équation intégrale homogène de deuxième espèce définie dans l'intervalle $(0, a)$. Ses fonctions d'ondes correspondant aux différentes valeurs propres sont telles que :

$$\int_0^a R_{nl}(\rho) R_{nm}(\rho) d\rho = 0 \quad \text{si} \quad m \neq l,$$

$R_{nm}(\rho)$ donnera la variation du champ le long du rayon, $e^{-jn\theta}$ donnera les variations angulaires du champ.

Les indices n et m caractériseront un mode de propagation représenté par le sigle TEM_{nm} ; n caractérise la variation angulaire et m la variation radiale. A ce mode on associera la constante de propagation de la cavité γ_{mn} . Nous allons donner uniquement les résultats relatifs au mode fondamental TEM_{00} .

2 - LES SOLUTIONS NUMERIQUES -

Nous supposons que les faisceaux sont diaphragmés par des ouvertures circulaires de rayon a , équidistantes de L . Il s'agira du diaphragme des miroirs ou de la section du barreau.

2.1.- METHODE ITERATIVE.

Cette méthode de calcul a été utilisée par Fox et Li (51). Les auteurs se sont donné sur la première ouverture une distribution correspondant à une onde plane uniforme et ont calculé à l'aide d'un ordinateur les nouvelles distributions qu'il était possible d'obtenir après un grand nombre de transits. Ils ont montré que les états stationnaires auxquels on aboutissait étaient parfaitement définis par une fonction d'amplitude et une fonction donnant la phase suivant un diamètre de l'ouverture. Nous donnons, Figure 8.1, les courbes pour le mode fondamental. Nous observons pour ce mode (TEM_{00}) une diminution de l'amplitude à mesure que l'on s'éloigne du centre ainsi qu'une variation

de la phase. Notons que ces courbes dépendent du facteur dit de Fresnel $N = a^2/\lambda L$. Les calculs n'ont d'ailleurs été faits que pour des valeurs de N de l'ordre de quelques unités. Remarquons de plus que la phase n'étant pas constante sur toute l'ouverture il est impossible d'obtenir la condition de résonance sur tout le volume (Fig. 8.1 : on a porté R/a en abscisses).

2.2. - METHODE ANALYTIQUE.

Cette méthode proposée par Bergstein et Schachter (52) permet de déterminer les fonctions propres ainsi que les valeurs propres relatives aux modes de propagation pour n'importe quelle valeur de N .

Pour $2N$ petit, c'est-à-dire inférieur à 5, on obtient pour $R_{nm}(R)$ un développement en série de fonction de Bessel. Ce qui conduit à un système d'équations linéaires dont le déterminant fournira les solutions cherchées.

Pour N grand la méthode des variations de Ritz a permis d'obtenir pour $R_{nm}(R)$, en première approximation, une fonction de Bessel $J_n(p_{nm} R/a)$; p_{nm} est la racine d'ordre m de J_n .

Il n'entre pas dans notre propos de développer en détail ces calculs. Il nous suffit de savoir qu'il existe des solutions analytiques pouvant conduire à des résultats numériques.

2.3. - LES RESULTATS NUMERIQUES.

Les résultats fournis par les deux méthodes concordent; l'avantage de la dernière est de les généraliser. On constate que le mode auquel correspond le moins de pertes est le mode fondamental; en conséquence c'est bien celui qui sera le plus probable. On pourra écrire pour un tel mode dans le cas où N est grand :

$$f_o\left(\frac{R}{a}\right) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_{k=0}^{\infty} C_{ok} \frac{J_o(p_{ok} R/a)}{J_o'(p_{o1})}$$

où : p_{ok} sera la k ème racine de J_o ; $p_{o1} \approx 2,4$, la première.

Quant aux pertes correspondantes pour $N = 600$ par exemple, on aurait des pertes de l'ordre de $1,5 \times 10^{-8}$ en valeur relative (énergie perdue par les surfaces latérales de la cavité). De ces résultats, on conclut que l'on peut négliger les pertes par diffraction devant les pertes par réflexion qui sont de l'ordre de 2 %, dans le cas d'un laser à rubis en régime stationnaire.

3 - DISTRIBUTION DE L'INTENSITE LUMINEUSE DANS LE PLAN FOCAL D'UNE LENTILLE MINCE ; EVALUATION THEORIQUE DE LA DIVERGENCE DU FAISCEAU LASER ; COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE -

3.1. - EVALUATION DE L'ANGLE DE DIVERGENCE.

Nous appellerons $F_{mn}(x,y)$ la distribution stationnaire de l'amplitude lumineuse dans le plan du miroir de sortie de la cavité de P.F.. La distribution lumineuse correspondante dans le plan focal d'une lentille mince sera la transformée de Fourier $F(u,v)$ de $f(x,y)$:

$$u = \frac{X}{f} \quad ; \quad v = \frac{Y}{f} \quad ,$$

$$F_{mn}(u,v) = \iint_{(M)} f_{mn}(x,y) e^{-jk(ux + vy)} dx.dy \quad .$$

Pour déterminer $F(u,v)$ on se reportera aux travaux de Bergstein et Marom (53) qui ont calculé le spectre angulaire associé aux distributions stationnaires $f_{mn}(x,y)$. Les fonctions propres calculées seront à un facteur λ^{-2} près égales aux fonctions $F_{mn}(u,v)$ cherchées. La figure 8.2 donne la courbe représentant le spectre associé au mode fondamental en fonction de la variable $\tau = \frac{2a}{\lambda} u$ pour une valeur $H = 2N = \frac{2a^2}{\lambda L} = 100$ du nombre de Fresnel. On remarque que dans ce cas la valeur de u du premier minimum nul est inférieur à 2×10^{-4} radians. La divergence angulaire du faisceau correspondant à ce mode sera de l'ordre de 10^{-4} rad.

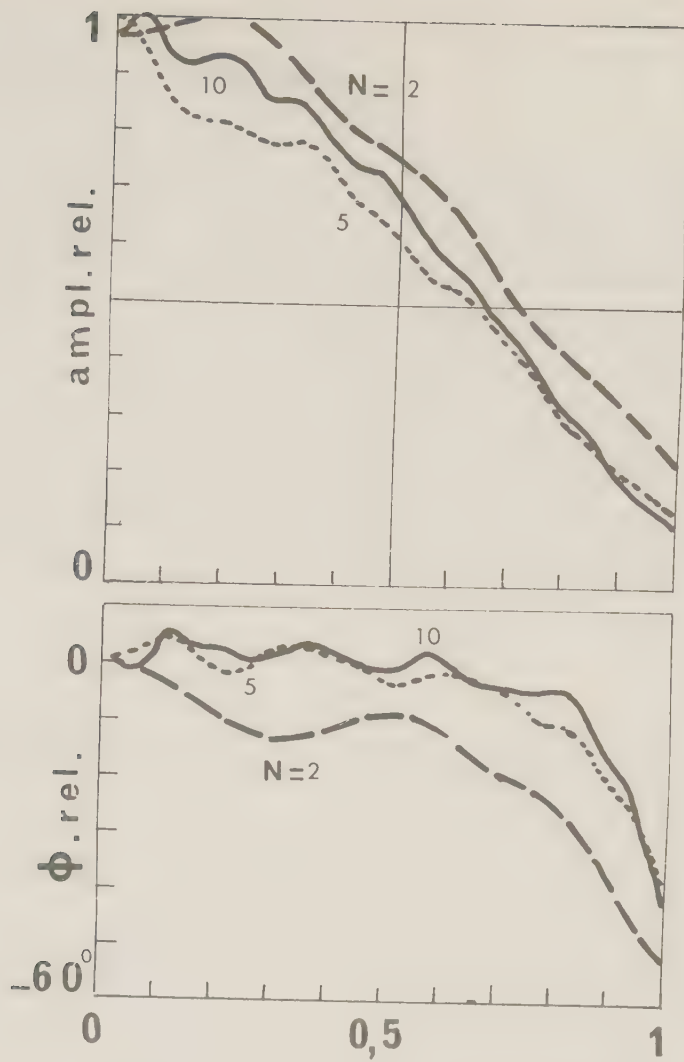


Fig. 8.1. [d'après FOX-LI]

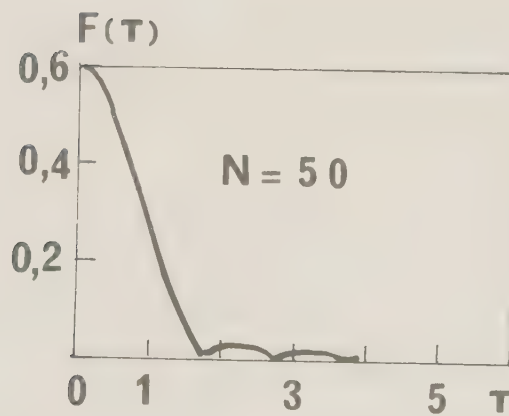


Fig. 8.2. [d'après BERGSTEIN]

3.2. - COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE.

La théorie de Fox et Li n'explique pas la présence des anneaux d'interférence que nous avons étudié. Comme le montreront les mesures que nous avons données dans les chapitres qui précèdent, l'angle de divergence du faisceau laser est au moins dix fois plus grand que l'angle que prévoient les calculs. Enfin, le rayon mesuré de la tache lumineuse sur le miroir de sortie, est nettement inférieur au rayon du miroir plan contrairement aux prévisions théoriques. Dans l'ouvrage de Levine (1), Evtuhov et Neeland donnent un tableau qui résume le désaccord entre la théorie des modes stationnaires de Fox et Li et les résultats expérimentaux connus.

4 - CRITIQUE DES RESULTATS DE FOX ET LI DANS LE CAS DU LASER A RUBIS -

Le calcul de Fox et Li est fondé sur deux hypothèses :

- l'existence au départ d'une onde initiale plane ; or l'onde associée à un photon peut appartenir à un mode quelconque du volume ouvert, de préférence au mode de Gauss confocal qui sera le mieux amplifié. Mais on peut admettre que, qualitativement au moins, l'évolution de l'onde est comparable à celle de l'onde plane ;
- la possibilité pour l'onde de subir sans perturbation plus de 250 passages ; cela suppose des faces terminales parfaitement planes et un milieu parfaitement homogène. Cette hypothèse est absolument à rejeter pour un cristal réel.

Le rubis est un matériau très dur, difficile à travailler et le travail optique est encore compliqué par la faible section des barreaux. Un très bon interféromètre de Pérot et Fabry comporte des lames planes à $\lambda/100$. Cela veut dire qu'après 100 passages, les défauts de surface ont détruit la planéité de l'onde et donné naissance à une émission pratiquement incohérente, diffusée dans toutes les directions. Cela n'est en ce cas pas très gênant, car l'amplitude de l'onde décroît régulièrement à chaque passage et est négligeable quand les aberrations sont importantes.

D'autre part, dans un rubis existent aussi des défauts d'homogénéité dans la masse, et comme les défauts de surface, il donnent à chaque passage des effets additifs.

Enfin, cette fois, le milieu actif amplifie l'onde au cours de chaque passage, et son intensité sera particulièrement importante au moment où les aberrations seront les plus fortes.

En conclusion, la théorie de Fox et Li suppose que la forme du faisceau stationnaire est la même pour une cavité inactive ou pour une cavité contenant le milieu amplificateur. Cette hypothèse serait sûrement acceptable pour un laser à gaz (l'indice du gaz à basse pression est pratiquement celui du vide ; le nombre d'atomes par cm^3 est de l'ordre de $3,5 \times 10^{15}$; le pouvoir amplificateur au cours de chaque passage de l'onde est faible) ; mais elle ne s'appliquera pas à un laser solide comme le rubis pour lequel le nombre d'atomes de chrome par cm^3 est de 2×10^{19} , l'amplification pour chaque passage étant beaucoup plus importante que pour un laser à gaz.

Enfin dans un grand nombre de nos expériences, la plage lumineuse est étroitement rassemblée au centre de la face de sortie et l'amplitude sur les bords du diaphragme est pratiquement nulle ; il est difficile d'admettre dans ces conditions que ce sont les pertes par diffraction qui déterminent l'établissement d'un régime stationnaire.

~~~~~

## CHAPITRE\_\_9 - LES EQUATIONS D'EVOLUTION. DIVERGENCE DU FAISCEAU LASER. MODES MULTIPLES -

### 1 - INTRODUCTION -

L'étude du mécanisme de l'effet laser et des différents régimes de fonctionnement est basée sur les hypothèses d'Einstein concernant les échanges d'énergie entre les atomes de Chrome et le rayonnement localisé dans la cavité optique (54).

Le point de départ de ces travaux est un article de Statz et de Mars (55).

Dans une première approximation on peut considérer globalement tous les photons de la cavité optique sans tenir compte de leur répartition à travers les différents modes du rayonnement ; autrement dit, on suppose que la distribution des photons dans la cavité est uniforme. Les travaux de Dunsmuir (56) Karl Gurs (57,58) et Ross (59) ont montré que, pendant l'impulsion de pompage, qui dure environ  $10^{-3}$  secondes, on peut obtenir, pour l'émission lumineuse, des impulsions isolées ou des oscillations de relaxation ou des oscillations sinusoïdales amorties ou des oscillations entretenues ou bien, enfin, une émission continue à amplitude constante.

Pour pouvoir expliquer l'émission d'impulsions désordonnées (ou spikes) expérimentalement observées, Statz et Tang (60,61) Livshitz et Tsikunov (62) on fait une étude plus détaillée du phénomène en tenant compte de la distribution de l'énergie lumineuse suivant les différents modes axiaux de résonance de la cavité. Leurs résultats ont été confirmés par l'expérience.

Statz et Tang (61) ont essayé de généraliser leurs calculs en tenant compte des modes obliques dans le cas d'une cavité parallélépipédique dont une dimension serait infinie.

## 2 - DESCRIPTION DU MECANISME DE L'EFFET LASER DANS LE RUBIS - (2)

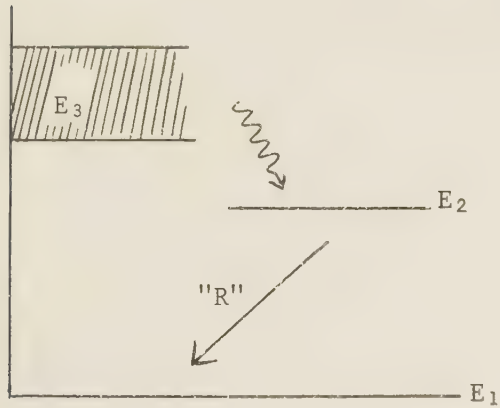


Figure 4.1 -

La lampe à décharge du système de pompage produit un éclair très intense et très bref ( $\approx 10^{-3}$  sec). A cause du phénomène d'absorption l'excitation optique portera les atomes de chrome du niveau fondamental  $E_1$  aux niveaux supérieurs notés  $E_3$  ; les niveaux sont très larges et sont excités par une large bande de fréquences. Le passage du niveau  $E_3$  au niveau  $E_2$  se fait par une transition non radiative libérant des phonons.

La constante de temps de ce processus est très courte ( $10^{-7}$  sec) par rapport à la durée de vie du niveau  $E_2$ ,  $\tau = \frac{1}{A} = 2,9 \times 10^{-3}$  sec ;  $A = 1/\tau$  est le coefficient qui caractérise l'émission spontanée. Pour une puissance de pompage suffisante, le nombre des atomes de chrome peuplant le niveau  $E_2$  pourra devenir supérieur à celui des atomes peuplant le niveau  $E_1$ . On obtient alors l'inversion de population nécessaire pour l'émission d'un faisceau cohérent. En effet, un photon émis depuis le niveau  $E_2$  par émission spontanée provoquera par le processus de l'émission stimulée une "réaction" en chaîne qui donnera naissance à une onde cohérente.

## 3 - LES EQUATIONS D'EVOLUTION DU LASER A RUBIS DANS LE CAS OU ON NE TIEN PAS COMPTE DE LA DISTRIBUTION DE L'ENERGIE A TRAVERS LES DIFFERENTS MODES - (63)

### 3.1. - LES HYPOTHESES DE DEPART.

Les rubis sont placés généralement à l'intérieur d'une cavité de Pérot et Fabry (miroirs plans), la cavité optique est limitée à ses extrémités par les miroirs de l'interféromètre. Comme les faces latérales de cette cavité

ne sont pas réfléchissantes, les  $p$  modes qui se développeront seront uniquement ceux qui correspondront à des directions de propagation, pour les ondes associées à ces modes, qui soient voisines de l'axe de symétrie de la cavité. Remarquons que  $p$  est largement inférieur aux  $p_1$  modes du volume ouvert limité par la cavité,  $p$  représente le nombre de modes axiaux contenus dans la raie Döppler.

A chaque réflexion sur les miroirs terminaux, une partie de l'énergie s'échappera vers le milieu extérieur. On caractérisera ces pertes par le facteur de qualité  $Q$  de la cavité, qui sera relié à la constante  $\tau_c$  d'amortissement de la cavité par la relation : (64)

$$Q = 2\pi\nu\tau_c \quad \text{ou} \quad \tau_c = \frac{L\mu}{(1 - \bar{R})c}, \quad .1.$$

$\mu$  est l'indice du milieu,  $L$  la longueur de la cavité et  $\bar{R}$  le pouvoir réflecteur des coatings. Dans le cas d'un barreau rubis à faces terminales réfléchissantes,  $L = 5 \text{ cm}$ ,  $\mu = 1,78$ , pour  $\bar{R} = 0,95$  on aura  $\tau_c = 6 \times 10^{-9} \text{ sec}$ . La radiation émise par émission spontanée constitue la raie de fluorescence.

Remarquons enfin que la raie de fluorescence peut avoir une forme quelconque ; en particulier elle peut présenter une distribution de Gauss ou une distribution de Lorentz. Nous appellerons  $\Delta\nu$  la largeur totale de la raie pour une intensité égale à la moitié de son maximum ;  $\Delta\nu$  est lié à la distribution énergétique des atomes autour des niveaux  $E_1$  et  $E_2$ . Quand le rayonnement dans la cavité a cette distribution spectrale, nous appellerons  $dn_2$  la variation pendant le temps  $dt$  du nombre d'atomes  $n_2$  du niveau  $E_2$  due au mécanisme d'émission stimulée, et nous poserons (au signe près) :

$$dn_2 = \frac{B}{\Delta\nu} C \cdot n_2 W(\nu) dt, \quad .2.$$

où  $B$  est le coefficient d'absorption,  $n_2$  le nombre d'atomes à l'état  $E_2$ ,  $W(\nu)$  est l'énergie totale par  $\text{cm}^3$  présente dans la cavité pour la totalité de la bande spectrale étudiée ;  $C$  est un facteur numérique qui dépend du choix fait pour  $\Delta\nu$  et du profil de la raie.

Enfin, si le rayonnement présent dans la cavité couvre une bande spectrale  $\delta\nu$ , centrée sur  $\nu_0$  milieu de la raie de fluorescence et plus étroite que  $\Delta\nu$  largeur de cette raie de fluorescence, nous ferons intervenir le coefficient  $C'$  lié à  $\delta\nu$  :

$$dn_2 = \frac{B}{\delta\nu} C' n_2 W(\nu) dt \quad . \quad .3.$$

Nous ne donnerons pas le calcul de  $C$  et  $C'$  qui sont de l'ordre de l'unité pour simplifier les notations nous prendrons dans la suite de l'exposé :  $C$  ou  $C' = 1$ . Cette approximation est du même ordre que celle qui consiste à prendre une densité uniforme de photons dans toute l'étendue de la cavité.

### 3.2. - LES EQUATIONS D'EVOLUTION DU LASER A RUBIS (à trois niveaux).

#### 3.2.a - Evolution du nombre d'inversions par unité de volume -

Soient  $n_1$  et  $n_2$  le nombre d'atomes par  $\text{cm}^3$  à l'état  $E_1$  et à l'état  $E_2$ . Nous appellerons inversion la quantité  $n = n_2 - n_1$ . Rappelons que nous avons déjà admis que les poids statistiques relatifs à chacun de ces niveaux peuvent être considérés comme égaux. On pourra par conséquent écrire :

$$n_1 = \frac{n_0 - n}{2} \quad \text{et} \quad n_2 = \frac{n_0 + n}{2} \quad . \quad .4.$$

A titre d'illustration, on prendra pour  $n_0$ , nombre d'atomes de chrome par unité de volume :  $n_0 = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (4). On admettra, dans le cadre des approximations précédentes, que la puissance de pompage reste constante pendant la durée de l'éclair et on la caractérisera à l'aide d'un paramètre  $x$ , tel que le nombre  $dn_2$  d'atomes excités créés pendant le temps  $dt$  s'écrive

$$dn_2 = xAn_1 dt \quad . \quad (A \text{ coefficient d'émission spontanée}) \quad .5.$$

Le bilan général des gains et des pertes dans le volume unité de la cavité s'écrira :

$$\frac{dn_2}{dt} = xAn_1 - An_2 - B''n_2q \quad .6.$$

A est lié à l'émission spontanée, xA est lié au pompage, B'' est lié à l'émission stimulée. En posant :

$$B'' = \frac{Bh\nu}{\Delta\nu} \quad \text{avec} \quad C \text{ ou } C' = 1 \quad , \quad .7.$$

B coefficient d'Einstein d'émission stimulée,  $E_2 - E_1 = h\nu$  ; q représente le nombre de photons du volume unité,

$$W(\nu) = qh\nu \quad .8.$$

Finalement, on pourra écrire :

$$\frac{dn}{dt} = (x - 1) An_0 - \left[ (x + 1) A + 2B''q \right] n \quad .9.$$

### 3.2.b - Evolution du nombre q de photons par unité de volume -

Les photons sont créés par émission induite ou par émission spontanée et disparaissent par les pertes de la cavité ou par absorption.

Pendant le temps dt :

• l'émission spontanée créera dans les p modes qui participent à l'émission laser, parmi les  $p_1$  modes du volume unité :

$$dq = A \frac{p}{p_1} n_2 dt \quad \text{photons.} \quad .10.$$

• l'émission et l'absorption induite créeront :

$$dq = (B''n_2q - B''n_1q) dt = B'' \cdot n \cdot q \cdot dt \cdot \text{photons.} \quad .11.$$

• les pertes de la cavité entraîneront une diminution de :

$$dq = - \frac{q}{\tau_c} dt \quad \text{photons.} \quad .12.$$

$$\text{On aura finalement : } \frac{dq}{dt} = B''nq - \frac{q}{\tau_c} + A \frac{p}{p_1} n_2 \quad .13.$$

Rappelons que  $q$  représente le nombre de photons présents par unité de volume de la cavité pour les  $p$  modes qui représentent l'émission laser.

Comparons les deux derniers termes de l'équation .13.. Nous avons (pour un rubis à faces terminales réfléchissantes) évalué  $\tau_c$  à  $6 \times 10^{-9}$  sec (formule .1.). Au début du pompage :  $n_2 \approx 0$ ,  $q \approx 0$  et  $n \approx -n_0$ , les formules .6. et .13. s'écriront :

$$\frac{dn_2}{dt} \approx -An_0 \quad ; \quad \frac{dq}{dt} \approx A \frac{p}{p_1} n_2 \quad , \quad .14.$$

$n_2$  va augmenter ainsi que  $q$  ; l'émission stimulée, nécessaire à la production du faisceau laser ne deviendra notable que pour les valeurs importantes de  $q$ . Il y aurait égalité entre les deux mécanismes si :

$$B''n_2q = An_2 \quad .15.$$

Soit pour une valeur correspondante de  $q$  :  $q = \frac{A}{B''}$ . Nous avons posé (formule .7.)  $B'' = \frac{Bh\nu}{\Delta v}$ . Rappelons que  $p_1$  est donné par la relation (54) :

$$p_1 = \frac{8\pi\nu^2\mu^3}{c^3} \Delta\nu \quad . \text{ (nombre de modes par unité de volume)}$$

Comme les coefficients d'Einstein d'émission stimulée et d'émission spontanée sont liés par la relation : (65)

$$\frac{B}{A} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3\mu^3} ; (\lambda = \frac{c}{\nu}) \quad ,$$

On pourra écrire :  $B'' = \frac{A}{p_1} \quad .$

L'égalité .15. sera par conséquent vérifiée pour :

$$q = \frac{A}{B''} = p_1 \quad .$$

En prenant :  $\mu = 1,78$  ,  $\nu = 4,3 \times 10^{14} \text{ sec}^{-1}$  ,  $\Delta\nu = 2 \times 10^{11} \text{ sec}^{-1}$  , on aura :  $q = p_1 = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  . Dans ces conditions le terme  $q/\tau_c$  de l'équation .13. vaudra :  $0,3 \times 10^{20} \text{ sec}^{-1}$  . Le dernier terme de cette même équation sera inférieur à la quantité :  $A(p/p_1)n_0$  ; ( $n_0 > n_2$ ) ; quantité égale à  $3 \times 10^{10} p$  . Comme on admet que  $p$  est de l'ordre de quelques unités le rapport des deux derniers termes de l'équation .13. sera voisin de  $10^9$  .

Donc bien avant que l'émission induite devienne notable par rapport à l'émission spontanée le troisième terme de l'équation .13. sera négligeable. On pourra donc alors négliger l'apport en photons par l'émission spontanée. Si on pose :  $B''n_S = 1/\tau_c$  , on pourra écrire :

$$\frac{dq}{dt} = B''(n - n_S) q \quad .$$

$n_S$  sera l'inversion au seuil. Dans le cas où la constante d'amortissement  $\tau_c$  de la cavité est égale à  $6 \times 10^{-9} \text{ sec}$  : on doit avoir  $n_S = 1,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  . Comme à l'amorçage il faut  $\frac{dq}{dt} > 0$  on observera l'effet laser à condition d'avoir :  $n > n_S > 0$  .

### 3.3. - LES SOLUTIONS. (66)

On peut facilement montrer que l'on observera l'effet laser à condition d'atteindre une puissance de pompage suffisante. Les équations d'évolution prévoient l'apparition de régimes pseudopériodiques et permettent de calculer la constante d'amortissement  $\tau'$  qui règle l'évolution du régime. De tels régimes ont été effectivement observés pour des lasers à rubis en forme d'anneaux ou pour des barreaux droits placés à l'intérieur de cavités optiques confocales de grande longueur. Un régime apériodique s'observe plus facilement à basse température.

En conclusion, les hypothèses que nous avons faites ne nous permettent pas d'expliquer la présence des oscillations désordonnées ou spikes qui sont observées dans le cas d'un laser fonctionnant en relaxé à la température ambiante.

Nous allons rappeler rapidement l'interprétation donnée par Statz et Tang pour la formation des spikes (60,61). Nous proposerons une autre interprétation dans la suite de ce travail.

### 4 - EQUATIONS GENERALES D'EVOLUTION : OSCILLATIONS MULTIMODES -

Divers auteurs ont rendu compte de l'émission des "spikes" et des paramètres géométriques du faisceau émis par le laser à rubis en considérant une émission multimode. Dans ce qui suit nous résumerons seulement les calculs, qui sont assez lourds et nous indiquerons surtout les conclusions.

Si on ne considère que les modes axiaux de résonance, la longueur d'onde  $\lambda_i$  de la lumière émise est reliée à la longueur  $L$  de la cavité, par la relation :  $2L = m_i \lambda_i$  ( $m_i$  entier). L'intervalle entre chacun des modes axiaux de la raie de fluorescence sera :  $\delta\nu = c/2L$ . A chaque mode  $i$  correspondra le long de l'axe de la cavité une densité locale d'énergie qui sera proportionnelle à la quantité :

$$P_i = 2q_i(t) \sin^2 \left( \frac{\pi m_i}{L} z \right) ,$$

où  $z$  désigne la coordonnée suivant l'axe du barreau,  $q_i(t)$  est un nombre proportionnel au nombre de photons du  $i^{\text{ème}}$  mode de la cavité.

Il se créera donc dans la cavité laser des noeuds et des ventres de vibration. Statz et Tang (60) ont émis l'hypothèse suivante : la désexcitation des atomes de chrome sera plus importante aux ventres de vibration ; au bout d'un certain temps on observera des noeuds et des ventres d'atomes excités correspondant aux ventres et aux noeuds d'oscillations. Un nouveau mode pourra ainsi se créer. Les auteurs ont donc repris les équations d'évolution en tenant compte de la distribution des modes axiaux. Les  $q$  photons de la cavité vont se répartir parmi les  $j$  modes axiaux de la raie de fluorescence. On posera :

$$B''nq = \sum_{i=1}^j Dg_i P_i n \quad ,$$

$n$  désigne toujours le nombre d'inversions par unité de volume,  $g_i$  est l'ordonnée de la courbe de fluorescence de largeur  $\Delta\nu$  pour la fréquence de résonance  $\nu_i$ ,  $D$  est un facteur proportionnel au coefficient d'émission stimulée. L'équation d'évolution donnant le nombre d'inversions s'écrira, en introduisant le paramètre  $x$  lié à la puissance de pompage :

$$\frac{dn}{dt} = (x - 1) An_0 - (x + 1) An - 2 \sum_{i=1}^j Dg_i P_i n \quad .$$

Posons :  $n' = \frac{x - 1}{x + 1} n_0$  ;  $\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau}{x + 1}$  , avec  $\tau = \frac{1}{A}$  ,

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{n - n'}{\tau_{\text{eff}}} - 2 \sum_{i=1}^j Dg_i P_i n \quad .$$

L'équation d'évolution qui donne le nombre de photons  $q_i$  du mode  $i$  sera, si  $\tau_{Ai} = 1/\gamma_i$  désigne la constante d'amortissement de la cavité associée à ce mode :

$$\frac{dq_i}{dt} = - \gamma_i q_i + \frac{1}{L} \int_0^L Dg_i P_i n \, dz \quad .$$

#### 4.2. - LES MODES D'OSCILLATIONS A L'ETAT STATIONNAIRE.

$$(dq/dt = dn/dt = 0)$$

Livshitz et Tsikunov (62) ont admis qu'il était possible de développer l'inversion  $n(Z)$  en série et ont considéré que  $\gamma_i$  est la même pour tous les modes. Dans le cas où la raie de fluorescence est soumise à une distribution de Lorentz, ils ont montré que l'on peut exprimer les variations du nombre de modes qui oscillent en fonction d'un paramètre  $\bar{\alpha}$  lié à la puissance de pompage.

$$\bar{\alpha} = \frac{W_p - W_{eq}}{W_p + W_{eq}} \frac{W_S + W_{eq}}{W_S - W_{eq}},$$

où  $W_p$  représente la puissance de pompage ;  $W_{eq}$  la puissance de pompage nécessaire pour obtenir  $n' = \frac{x-1}{x+1} n_0 = 0$  ; ( $x = 1$ ). Comme la puissance de pompage est par définition proportionnelle à  $x$  on doit avoir  $x = W_p/W_{eq}$  ;  $W_S$  correspond à la puissance de pompage qui correspond à l'apparition du premier mode.

Les calculs montrent qu'il oscille au maximum  $2j + 1$  modes excités et que ce nombre de modes dépend du rapport  $\delta\nu/\Delta\nu$  :  $2j \approx 1,44 (\delta\nu/\Delta\nu)^{-2/3}$  ( $\delta\nu$  intervalle de fréquence qui sépare deux modes axiaux consécutifs,  $\Delta\nu$  largeur de la raie de fluorescence.).

#### 4.3. - ETUDE DU REGIME TRANSITOIRE. (62)

On admet que  $n(t)$  est décomposable en une série de la forme :

$$n(Z,t) = n_0(t) + \sum_{\ell=1}^j n_{\ell}(t) \cos \frac{2m_{\ell}\pi}{L} z,$$

où les coefficients  $n_{\ell}(t)$  sont petits devant  $n_0(t)$ . La relation  $2L = m_{\ell}\lambda_{\ell}$  restant toujours vérifiée.

La substitution de cette expression dans les équations d'évolution donnera un système de  $2j + 1$  équations différentielles à  $(2j + 1)$  variables :  $n_0, n_1, n_2 \dots, q_1, q_2 \dots$ .

$$\frac{dn_0}{dt} = -\frac{n_0 - n'}{\tau_{eff}} - D \sum_{\ell=1}^j g_{\ell} q_{\ell} (2n_0 - n_{\ell}) \quad ,$$

$$\frac{dn_i}{dt} = -\frac{n_i}{\tau_{eff}} + 2Dn_0 g_i - 2D \left( \sum_1^j g_{\ell} q_{\ell} \right) n_i \quad ,$$

et

$$\frac{dq_i}{dt} = -\gamma_i q_i + DLg_i q_i \left( n_0 - \frac{n_i}{2} \right) \quad .$$

La résolution numérique de ce système d'équations a été faite à l'aide d'un ordinateur dans les cas d'un laser monomode et d'un laser bimode.

On résumera les résultats obtenus de la manière suivante :

•1• Dans le cas d'un laser monomode les variations de l'intensité lumineuse seront toujours régulières pendant la période transitoire. On est dans le cas du paragraphe précédent.

•2• Dans le cas d'un laser bimode,

a) bien que les variations de l'intensité lumineuse pour chaque modes soient irrégulières, les variations de l'intensité totale résultante, pour un choix convenable des paramètres lasers, peuvent être régulières. Ceci a été même vérifié dans le cas d'un laser tri-modes ;

b) une décroissance suffisante du  $Q$  de la cavité ( $10^5$  à  $10^3$ ) entraîne l'apparition d'une variation résultante de l'intensité lumineuse irrégulière qui correspond aux spikes. En ce qui concerne les travaux de Statz et Tang le paramètre qui caractérise l'apparition des spikes paraît être le nombre d'oscillations durant la période d'amortissement pour chaque mode non couplé.

Cependant il n'est pas impossible que certains spikes soient dus à des hétérogénéités du milieu laser et en particulier pour ceux qui seront observés près du seuil.

#### 4.4. - CONFIRMATION DE LA THEORIE DES OSCILLATIONS MULTIMODES : laser à rubis mobile.

Certains auteurs ont montré qu'il était possible de réduire le nombre des modes d'oscillations par une forte diffusion lors de l'excitation laser; on arrive même pour une très forte diffusion à obtenir un seul mode. (67,68,69)

D'après les hypothèses de Statz et Tang il sera possible de rendre le pompage homogène à condition de dépiacer les atomes excités d'un noeud vers un ventre d'oscillation. Livshitz et Tsikunov (70,71,72) ont calculé la vitesse qu'il est nécessaire de donner au déplacement du rubis pour n'obtenir qu'un seul mode. A mesure que cette vitesse augmente le nombre de modes diminue et pour  $v \approx 40$  cm/sec on doit observer un seul mode d'oscillation.

Livshitz a montré expérimentalement qu'un laser à rubis équipé d'une cavité à miroirs plans qui donne, quand le rubis est fixe, une série de spikes irréguliers, donnera une émission régulière correspondant à un seul mode, quand le rubis se déplace parallèlement à l'axe, à la vitesse calculée, à l'intérieur de la cavité.

Quelle que soit la valeur des hypothèses faites dans les calculs précédents, on peut retenir le résultat expérimental ; un laser où le rubis se déplace rapidement à l'intérieur de la cavité donne une émission monomode.

#### 4.5. - GENERALISATION DES EQUATIONS D'EVOLUTION ET APPLICATION AU CALCUL DE LA DIVERGENCE DU FAISCEAU LASER. (73)

Dans les calculs précédents nous n'avons fait intervenir que les modes axiaux. Les résultats obtenus nous donnent des renseignements sur les variations de l'intensité lumineuse du faisceau laser en fonction du temps. Le problème de l'émission laser sera résolu si on peut aussi prédire théoriquement les caractéristiques du faisceau émis. Pour ceci il faut tenir compte de la distribution des photons à travers tous les modes de la cavité.

Cette étude a été amorcée par Statz et Tang (61) et Anan'ev (74) pour une cavité à section rectangulaire à parois réfléchissantes et peut être divisée en deux parties principales :

•1• Définition de la cavité optique et étude du nombre de modes paraxiaux qui oscillent en fonction de la puissance de pompage. Les résultats obtenus par Anan'ev sont valables dans le cas d'excitations loin du seuil alors que ceux de Statz et Tang ont été obtenus pour des énergies voisines du seuil.

•2• Etude de la répartition des photons à travers les différents modes paraxiaux. On a pu établir à partir des travaux de Lyubimov (75) une condition d'oscillation à l'état stationnaire.

En résumé les calculs de Anan'ev montrent dans le cas d'une cavité de section rectangulaire munie de parois réfléchissantes que, la divergence du faisceau laser ne dépend pas de la puissance de pompage pour des excitations très supérieures au seuil. Nous avons effectivement trouvé que la divergence augmente avec la puissance de pompage et tend vers une valeur asymptotique quand cette puissance est très supérieure au seuil.

## 5 - CONCLUSION -

Les calculs précédents sont assez laborieux et nous allons rapidement en dégager la signification physique.

Ils constituent une tentative intéressante pour rendre compte,

- a• de la fonction des spikes
- b• de la divergence des faisceaux.

Les résultats obtenus peuvent être considérés comme satisfaisants en ce qui concerne la première partie de ce programme et comme discutables en ce qui concerne la divergence.

a. - Formation des spikes et modes longitudinaux - Le calcul fait, dès le départ, une hypothèse simplificatrice : il suppose que la densité des états excités est uniforme sur une section droite du barreau. La théorie montre qu'il peut s'exciter plusieurs modes longitudinaux ; ces modes auront tous la même forme géométrique ; l'existence de plusieurs modes est confirmée expérimentalement par une analyse de l'émission lumineuse par un étalon de Pérot et Fabry ; le laser à rubis n'est généralement pas monofréquence.

Lorsqu'un mode longitudinal s'excite, il vide les états excités sur les plans où se forme un ventre du champ électrique ; dès lors l'émission s'interrompt et un autre mode longitudinal peut se développer. On assiste alors à l'émission d'une succession de spikes.

Une translation suffisamment rapide du rubis dans la cavité supprime ce mécanisme et l'on obtient alors une émission régulière durant toute la durée de pompage. La théorie de la formation des spikes est donc confirmée dans ses grandes lignes par l'expérience.

b. - Modes transversaux et divergence - Les calculs d'Anan'ev concernent une cavité de section rectangulaire et font jouer un rôle essentiel aux réflexions des ondes sur les faces latérales qui sont supposées parfaitement réfléchissantes. Ils supposent de plus que l'amplitude des ondes, dont les interférences donnent le système stationnaire pour un mode transversal dans la cavité, est uniforme dans tout le volume. Le fondamental aurait la divergence imposée par la diffraction d'une ouverture égale à la section du barreau ; elle serait négligeable.

Anan'ev lie la divergence  $\theta$  du faisceau à l'apparition de modes transversaux d'indice  $j$  élevé ;  $j$  augmente avec la puissance de pompage, et tend vers une limite d'autant plus élevée que les pertes par diffraction  $\Lambda_1$ , du mode transversal  $j = 1$ , présentent un pourcentage plus grand par rapport à la perte totale  $p$ . Pour une cavité rectangulaire à parois latérales réfléchissantes le mode  $j = 1$  est formé de deux faisceaux cohérents s'appuyant sur la face de sortie du rubis et faisant entre eux l'angle  $\epsilon = \lambda/a$  ; ( $a$  largeur de la cavité parallèlement à  $Ox$ ) ; ces faisceaux se réfléchiront sur le miroir extérieur de sortie et une partie tombera au retour en dehors de la section du rubis : il y aura ainsi une perte pour le mode  $j = 1$ . La section des deux faisceaux par le miroir de sortie est pratiquement égale à la section du rubis.

Dans nos expériences, la cavité a la symétrie de révolution ; les parois latérales du rubis sont dépolies ; elles ne peuvent donc, en aucun cas, concourir à l'établissement d'ondes stationnaires pour des modes transversaux.

Par ailleurs, quand on examine la face de sortie du rubis pour des cavités de l'ordre du mètre on observe une tache lumineuse étroitement rassemblée autour du centre de la face, l'intensité est négligeable bien avant d'avoir atteint les bords du champ.

Les hypothèses de départ d'Anan'ev ne correspondent donc pas aux conditions de nos expériences.

Pour de fortes excitations, le calcul d'Anan'ev indique que  $j$  maximum augmente et tend vers une limite ; effectivement dans nos mesures la divergence tend alors vers une valeur asymptotique. Pour une perte totale  $p$  donnée, la théorie indique que  $j$  maximum et  $\theta$  seront d'autant plus grands que  $\Lambda_1/p$  sera plus faible. Mais ce raisonnement n'est pas très probant, il suffit de le retourner pour obtenir un résultat évident : si  $j$  maximum et  $\theta$  augmentent, la diaphragmation impose des pertes supplémentaires, dues aux modes plus obliques, et le rapport de  $\Lambda_1$  à la perte totale diminue.

Si, pour une cavité donnée, nous diminuons le pouvoir réflecteur  $R$ , la perte par transmission augmente, donc  $\Lambda_1/p$  diminue et  $j$  maximum et  $\theta$  augmentent ; effectivement l'expérience indique alors une augmentation de  $\theta$ .

Si maintenant nous laissons fixe le pouvoir réflecteur  $R$  et augmentons  $L$ , l'expérience indique que la tache lumineuse à la sortie du rubis se rassemble étroitement autour de l'axe, tandis que simultanément  $\theta$  diminue. Les pertes par diffraction sont alors négligeables. La forme du faisceau est indépendante du diamètre du rubis et par suite de  $\Lambda_1$ . La variation de  $\Lambda_1/p$  avec  $L$  ne devrait alors jouer aucun rôle.

En conclusion, par ses hypothèses et par ses conséquences la théorie d'Anan'ev représente imparfaitement l'ensemble de nos mesures sur la divergence du faisceau laser.

On devrait d'ailleurs, d'après cette théorie, obtenir avec le rubis à miroirs plans, des modes transversaux d'ordre d'autant plus élevé que l'excitation devient plus forte ; or, dans nos mesures, avec un rubis et une cavité aussi bien réglés que possible, nous avons obtenu très près du seuil, des modes 03 puis, pour des excitations légèrement plus fortes, des modes 02 ou 01 et finalement une tache unique d'allure gaussienne correspondant au mode  $TEM_{00}$ . L'apparition des modes transversaux d'indice élevé paraît surtout liée à des écarts de réglage.

Il paraît dès lors difficile d'interpréter l'augmentation de la divergence avec le pompage par l'excitation de modes d'ordre élevé. Il est donc nécessaire de rechercher un modèle théorique de cavité qui se rapproche davantage de la réalité. Puisque les dimensions des cavités sont beaucoup plus grandes que la longueur d'onde laser, il faudra se donner des modèles de cavité dans le cadre de l'optique physique.



## CHAPITRE 10 - DETERMINATION D'UN FONCTIONNEMENT STATIONNAIRE LIE AUX PROPRIETES DU MILIEU ACTIF -

### 1 - HYPOTHESES DE CALCUL - (76)

Nous nous placerons toujours dans le cas où l'intensité lumineuse du faisceau laser présente une distribution de Gauss autour de l'axe de révolution  $z'z$  du barreau et nous utiliserons les paramètres que nous avons déjà définis pour caractériser un tel faisceau (mode  $TEM_{00}$ ).

Nous traiterons le cas simple du montage symétrique, le rubis étant toujours placé au centre de la cavité limitée par deux miroirs plans extérieurs, distants de  $L$ . Si  $e$  est la longueur du rubis,  $\mu$  son indice, nous avons vu que, pour étudier la propagation des ondes, on peut remplacer  $e$  par une lame d'air d'épaisseur  $e(1 - 1/\mu)$  et la longueur totale  $L'$  de la cavité équivalente s'écrit :  $L' = L - e/\mu$ .

Comme les faisceaux considérés sont peu convergents et que généralement  $e \ll L$ , nous traiterons en première approximation le milieu actif comme un système mince.

Pour rendre compte des résultats des mesures nous envisagerons :

- 1• une répartition de l'indice réel  $\mu$  du milieu actif autour de l'axe du barreau qui conduira à une focalisation ;  $\mu$  sera une fonction  $\mu(r)$  de la distance à l'axe.

- 2• une répartition du pouvoir amplificateur (ou du facteur de transmission) qui correspondrait à un indice imaginaire. Nous discuterons plus loin les causes qui conduisent à une telle répartition.

Si  $(\pi_0)$  est le plan qui représente le rubis considéré comme un système mince, nous appellerons  $u_i$  l'amplitude complexe de l'onde incidente sur  $(\pi_0)$  et  $u_+$  l'amplitude complexe qui émerge de  $(\pi_0)$  ; nous schématiserons l'action du rubis par un facteur complexe  $Y$  en posant :

$$u_+ = Y \cdot u_i ;$$

.1.

$Y$  sera un nombre complexe caractérisé par un facteur de phase et un facteur d'amplitude. Nous poserons au voisinage de l'axe :

$$Y = Y_0 e^{-j \frac{\pi}{\lambda} \frac{r^2}{L_1} \cdot e^{-\frac{r^2}{a^2}}} .$$

.2.

Les paramètres  $Y_0$  et  $a$  caractérisent l'amplification dans le milieu actif,  $Y$  peut varier avec le temps au cours du déclenchement d'un "spike".

### 1.1. - SIGNIFICATION DE $L_1$ .

Admettons que le rubis soit équivalent à une lentille mince contenue dans le plan  $\pi_0$  . En accord avec ce que nous observons généralement, nous supposerons que cette lentille est une lentille divergente (figure 10.1)\*. Le déphasage entre les points  $M$  et  $M'$  s'écrira alors dans l'espace  $u_+$  .

$$\phi(M') - \phi(M) = \frac{2\pi\epsilon}{\lambda} = \frac{\pi r^2}{\lambda R} ,$$

avec  $(\epsilon = MM' \approx \frac{r^2}{2R})$  . Dans ce cas,  $CO = R$  représente la distance focale de



Figure 10.1 -

\*/ Supposons que cette lentille reçoive à l'incidence l'onde plane  $\pi_0$  et donne à l'émergence l'onde divergente  $\Sigma$  , de centre  $C$  .

la lentille divergente. Comme l'onde incidente sur  $\pi_0$  est une onde plane, si on prend l'origine des phases au point  $O$ , on pourra écrire pour l'onde transmise sphérique :  $\phi(O) = \phi(M') = 0$ , et au point  $M$  cette onde aura le déphasage :

$$\phi(M) = - \frac{\pi r^2}{\lambda R} \quad .$$

D'après nos conventions, l'amplitude complexe de l'onde transmise sera multipliée sur  $\pi_0$ , par le facteur de phase (formule .2.)

$$e^{-j \frac{\pi}{\lambda} \frac{r^2}{L_1}} \quad .$$

L'origine des phases étant arbitrairement choisie en  $O$  pour l'onde incidente plane on devra avoir :

$$\frac{\pi r^2}{\lambda R} = \frac{\pi r^2}{\lambda L_1} \quad \text{soit} \quad R = L_1 = CO \quad (L_1 > 0) \quad .$$

Avec les conventions faites,  $L_1 > 0$  pour une lentille divergente, le paramètre  $L_1$  est homogène à une distance focale. On pourrait refaire le même raisonnement dans le cas où  $L_1 < 0$ .

## 1.2. - OBTENTION D'UN REGIME PSEUDO-STATIONNAIRE.

Considérons une onde qui se propage du miroir  $M_1$  vers le miroir  $M_2$  (figure 10.2) le rubis étant à égale distance des miroirs, (montage symétrique) et son axe de symétrie normal aux miroirs. Les miroirs sont supposés assez larges pour ne pas diaphragmer le faisceau. Nous désignons par (A) le plan du système mince équivalent au rubis. On aura un régime pseudo stationnaire si les ondes sur  $M_1$  et  $M_2$  ont le même rayon de courbure, les mêmes paramètres  $W$  et  $D$ , la même amplitude au centre (au pouvoir réflecteur en amplitude  $\bar{r}$  près).

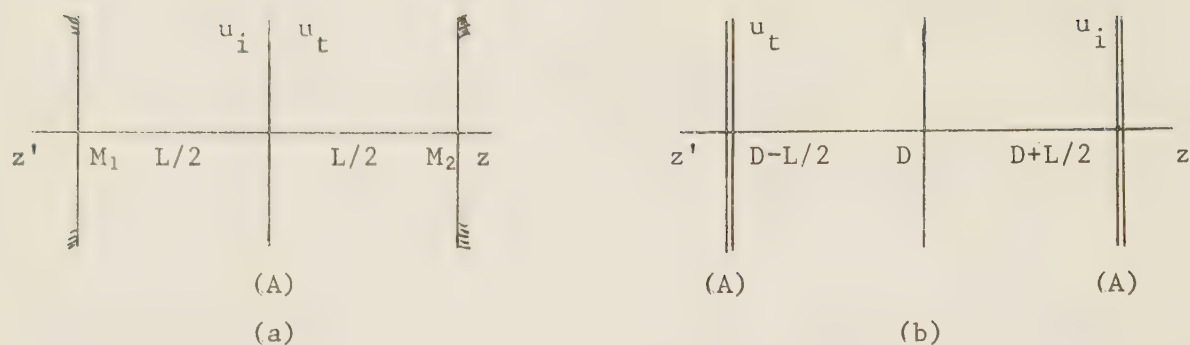


Figure 10.2 -

L'amplitude  $u(M_1)$  après réflexion sur  $M_1$  est égale à l'amplitude  $u(M_2)$  avant réflexion sur  $M_2$ , multiplié par  $\bar{r}$ . Par rapport à l'onde en  $M_1$  l'onde  $u_i$  est en aval à la distance  $L/2$ ; par rapport à l'onde en  $M_2$ ,  $u_t$  est en amont à la distance  $L/2$ .

On appellera  $\phi_1$  le retard de phase, sur l'axe, de A sur  $M_1$  et  $\phi_2$  le retard de  $M_2$  sur A. Nous prendrons l'origine des phases en  $M_1$ . L'indice 1 caractérisera l'onde  $u_i$ ; l'indice 2 l'onde  $u_t$ .

$$u_i = \frac{W_0}{W_1} e^{-\left(\frac{r}{W_1}\right)^2} \cdot e^{-j \left\{ \frac{\pi r^2}{\lambda R_1} + \phi_1 \right\}} \quad , \quad . 3 .$$

$$u_t = \frac{1}{r} \frac{W_0}{W_2} e^{-\left(\frac{r}{W_2}\right)^2} \cdot e^{-j \left\{ \frac{\pi r^2}{\lambda R_2} - \phi_2 \right\}} \quad . \quad . 4 .$$

Soit  $D$  la distance de l'onde en  $M_1$  ou de l'onde en  $M_2$  à l'onde plane du faisceau de Gauss correspondant;  $D$  à la même valeur pour les deux ondes que nous supposons identiques.  $R_1$  et  $W_1$  sont calculés pour  $D + L/2$ .  $R_2$  et  $W_2$  sont calculés pour  $D - L/2$  (figure 10.2.b).

Puisque, par hypothèse, les ondes en  $M_1$  et  $M_2$  doivent être identiques, elles sont caractérisées par les mêmes valeurs:  $D$ ,  $D_0$ ,  $D'$ ,  $\theta_0$  et  $W_0$ . On doit donc avoir:

$$\frac{u_+}{u_i} = \frac{1}{r} \frac{W_1}{W_2} e^{j(\phi_1 + \phi_2)} e^{-j \frac{\pi r^2}{\lambda} \left( \frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right)} e^{-r^2 \left( \frac{1}{W_2^2} - \frac{1}{W_1^2} \right)}$$

$$\text{ou } \frac{u_+}{u_i} = Y_0 e^{-j \frac{\pi r^2}{\lambda L_1}} e^{-\left(\frac{r}{a}\right)^2} .$$

. 5 .

## 2. CONDITIONS D'ETABLISSEMENT D'UN REGIME PSEUDO-STATIONNAIRE -

### 2.1. - CONDITION DE PHASE SUR L'AXE (r = 0).

$$\phi_1 + \phi_2 = 0 .$$

. 6 .

C'est une condition de résonance des modes longitudinaux.

### 2.2. - CONDITION D'AMPLITUDE SUR L'AXE (r = 0).

$$Y_0 = \frac{1}{r} \frac{W_1}{W_2}$$

. 7 .

Pratiquement le pouvoir réflecteur  $\bar{r}$  d'un miroir pour l'amplitude reste voisin de l'unité ( $\bar{r} \approx 1$ ). C'est l'épanouissement de l'onde qui fixera  $Y_0$  pour le régime pseudo-stationnaire. Si  $Y_0$  est plus grand que l'unité les oscillations s'amplifient, si  $Y_0$  est plus petit que l'unité les oscillations s'amortissent.

### 2.3. - CONDITION DE FOCALISATION.

Nous identifierons les parties réelles et imaginaires des exposants dans les deux membres de l'équation .5., soit :

$$\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} = \frac{1}{L_1} \quad .$$

.8.

Le retard optique introduit par le milieu, à la distance  $r$  de l'axe, ne dépend pas de la forme des ondes. Si  $L_1 > 0$  le milieu se comporte comme une lentille divergente ; si  $L_1 < 0$  le milieu se comporte comme une lentille convergente.

En posant :  $X = D'^2 - \frac{L^2}{4}$  et en remplaçant  $R_1$  et  $R_2$  par leurs valeurs nous obtenons l'équation du second degré en  $X$  ,

$$X^2 - LL_1X + D_0^2(2LL_1 + L^2) = 0 \quad .$$

.9.

Les mesures donnent  $D_0$  et  $D'$  on peut alors calculer  $X$  et  $L_1$  ,

$$L_1 = \frac{X^2 + L^2 D_0^2}{L(X - 2D_0^2)} \quad .$$

.10.

#### 2.4. - CONDITION DE REPARTITION EN AMPLITUDE.

$$\frac{1}{W_2^2} - \frac{1}{W_1^2} = \frac{i}{a^2} \quad ;$$

.11.

il en résulte que :

$$a^2 = \frac{\lambda}{\pi} \frac{X^2 + L^2 D_0^2}{2D_0 D L} \quad \text{ou} \quad a^2 = \theta_0^2 \frac{X^2 + L^2 D_0^2}{2LD} \quad ,$$

.12.

pour  $L_1 = \infty$  un régime pseudo stationnaire est encore possible pour  $X = 2D_0^2$  soit :

$$a^2 = \left( \frac{\lambda}{\pi \theta_0} \right)^2 \frac{L^2 + 4D_0^2}{2LD} \quad .$$

.13.

### 3. ETUDE DE LA DISTANCE FOCALE $L_1$ -

#### 3.1. - VARIATIONS DE $L_1$ EN FONCTION DE $L'$ POUR LES VALEURS ASYMPTOTIQUES DE $\theta$ DANS LE CAS DES DEUX RUBIS.

Nous supposerons donc dans ce qui suit que l'excitation est assez forte pour que l'on ait atteint les valeurs asymptotiques de  $\theta$  et on a par conséquent  $X = L_0 L'$  .

Cas du rubis 1 : Pour ce rubis nous avons  $\Delta V_N > \Delta V_1$  . Nous calculons pour toutes les longueurs de cavité étudiées la valeur numérique de  $L_1$  à partir de la formule .10.. A l'aide des valeurs de  $D'$  et  $\theta$  calculées au tableau (9.4) nous donnons dans le tableau (10.1) les variations de  $L_1$  avec  $L'$  (On remplacera  $L$  des formules générales par  $L'$  dans le cas de nos expériences)

Tableau 10.1 -

| $L'_{cm}$                 | 12,8       | 27,8 | 42,8 | 68   | 98   | 128  | 148  | 160   | 168  | 175  | 180        | 190         |
|---------------------------|------------|------|------|------|------|------|------|-------|------|------|------------|-------------|
| $X(10^3)$<br>$cm^2$       | 3,5        | 7,5  | 11,6 | 18,4 | 26,4 | 34,6 | 40   | 43    | 45,5 | 47,2 |            | 51,3        |
| $\theta(10^{-3})$<br>cal. | 2,7        | 1,84 | 1,44 | 1,00 | 0,70 | 0,50 | 0,40 | 0,347 | 0,31 | 0,28 |            | 0,228       |
| $L_1$ cm                  | 273        | 270  | 271  | 275  | 281  | 298  | 378  | 500   | 840  | -    | $\infty$   | < 0         |
|                           | divergence |      |      |      |      |      |      |       |      | ↓    | onde plane | convergence |

Pour  $\Delta V > \Delta V_1$   $L_1$  reste très longtemps constant et égal à  $L_0$  quand  $L'$  augmente (figure 10.3), puis augmente très rapidement à partir de  $L = 130$  cm , l'asymptote correspond à  $L = 180$  cm . Rappelons que  $D_0 = D_{0i}/2$  ;  $D_{0i}$  est est défini à partir de  $I_0/e$  et  $\lambda^2/\pi\theta_{0i}^2$  .

$$L_1 = \frac{X^2 + (L'/2)^2 D_{0i}^2}{L' (X - (D_{0i}^2/2))} \quad .14. \quad \text{avec} \quad X^2 = D'^2 - \frac{L^2}{4} .$$

Quand  $L'$  et  $D_{01}$  sont petits on a :

$$L_1 \approx \frac{X}{L'} = L_0 \quad .$$

La valeur de  $L_0$  est celle qui, dans le cas des deux rubis, intervient dans  $X = L_0 L'$ . Rappelons que c'est l'intersection de la droite des paliers avec l'axe des  $L'$ . La constante  $L_0$  (270 cm dans le cas des deux rubis) paraît jouer un rôle fondamental dans la détermination des propriétés du rubis.

$L_1$  deviendra infini si  $X = D_{01}^2/2$ . Comme  $X$  est représenté par la relation  $X = L_0 L'$  on aura :

$$L L' = \frac{1}{2} \left( \frac{\lambda}{\pi \theta_0^2} \right)^2 = \left( \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\pi} \frac{D'^2}{r^2} \right)^2 ; \quad .15.$$

soit :

$$r^2 = \frac{\lambda}{\pi \sqrt{2}} \left\{ \sqrt{L_0 L'} + \frac{L'^2}{4 \sqrt{L_0 L'}} \right\} \quad .16.$$

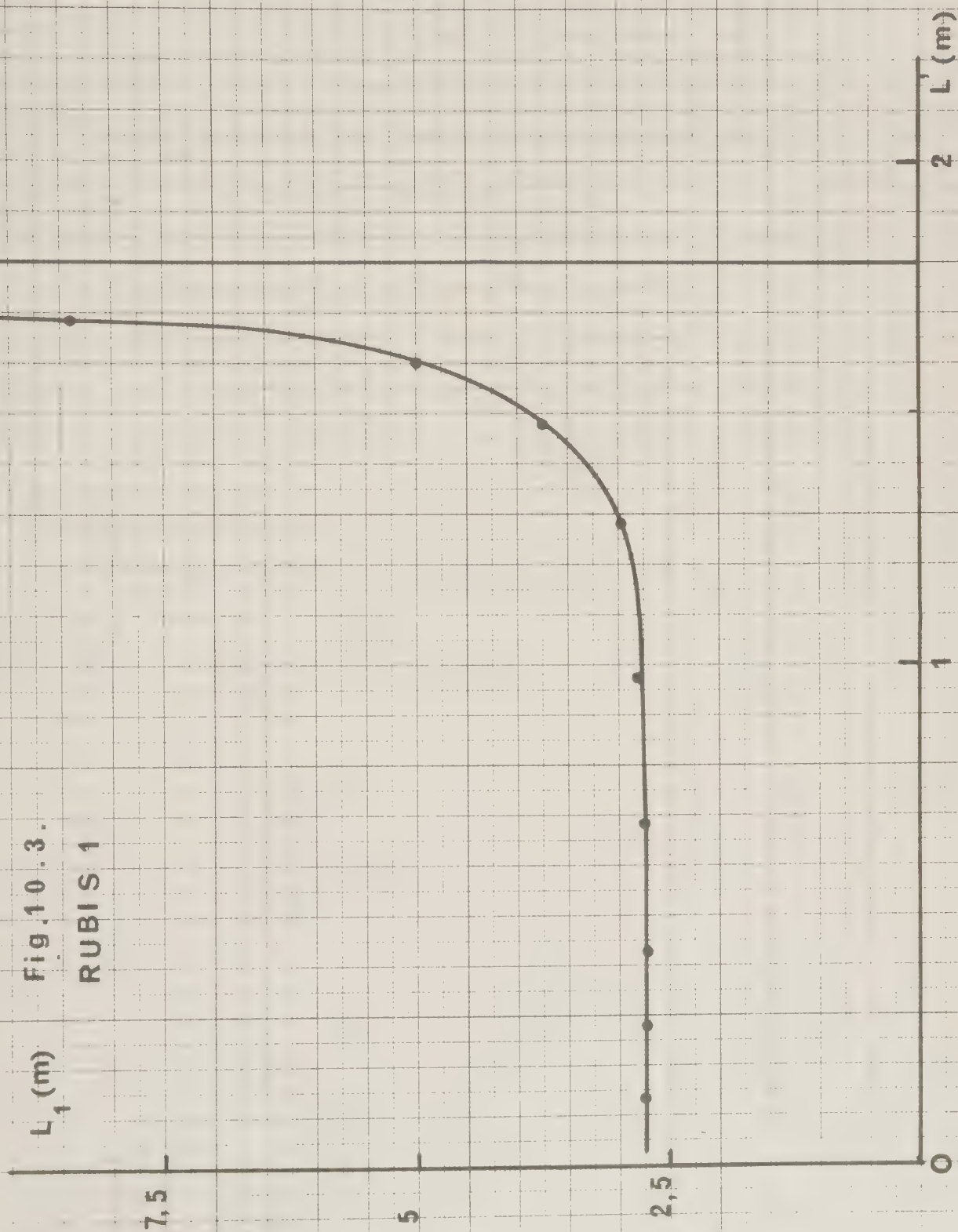
Le point de rencontre de la droite des paliers avec la courbe  $r = r(L')$  (définie pour  $L_1 = \infty$ ) donnera la valeur de  $L'$  pour laquelle  $L_1$  est infinie.

Le graphique de la figure 10.3 donne les variations de la courbe  $L_1(L')$ .

Cas du rubis 2 : Pour ce rubis nous avons  $\Delta V_N < \Delta V_1$ . Comme pour le premier rubis à partir du tableau (10.5) nous avons déterminé les variations de  $L_1$  avec  $L'$  qui sont consignées dans le tableau (10.2).

Pour les deux rubis on constate que  $L_1$  reste pratiquement constant et égal à  $L_0$  pour  $L' < 98$  cm. Au delà de cette longueur de cavité,  $L_1$  croît très rapidement. En opérant comme dans le cas précédent on constate pour le rubis 2 que l'on obtient la valeur infinie de  $L_1$  pour  $L' = 155$  cm. Le graphique 10.4 donne pour ce rubis les variations de  $L_1$  en fonction de  $L'$ . On a porté le point d'abscisse  $L' = 168$  cm qui a été effectivement mesuré et qui correspond à la valeur  $L_1 = -655$  cm. Pour de plus grandes valeurs de  $L$  l'extrapolation des formules cesse d'être valable et on ne peut plus écrire  $\theta = r/D'$  si  $r \rightarrow 0$ .

Fig. 10.3.  
RUBIS 1





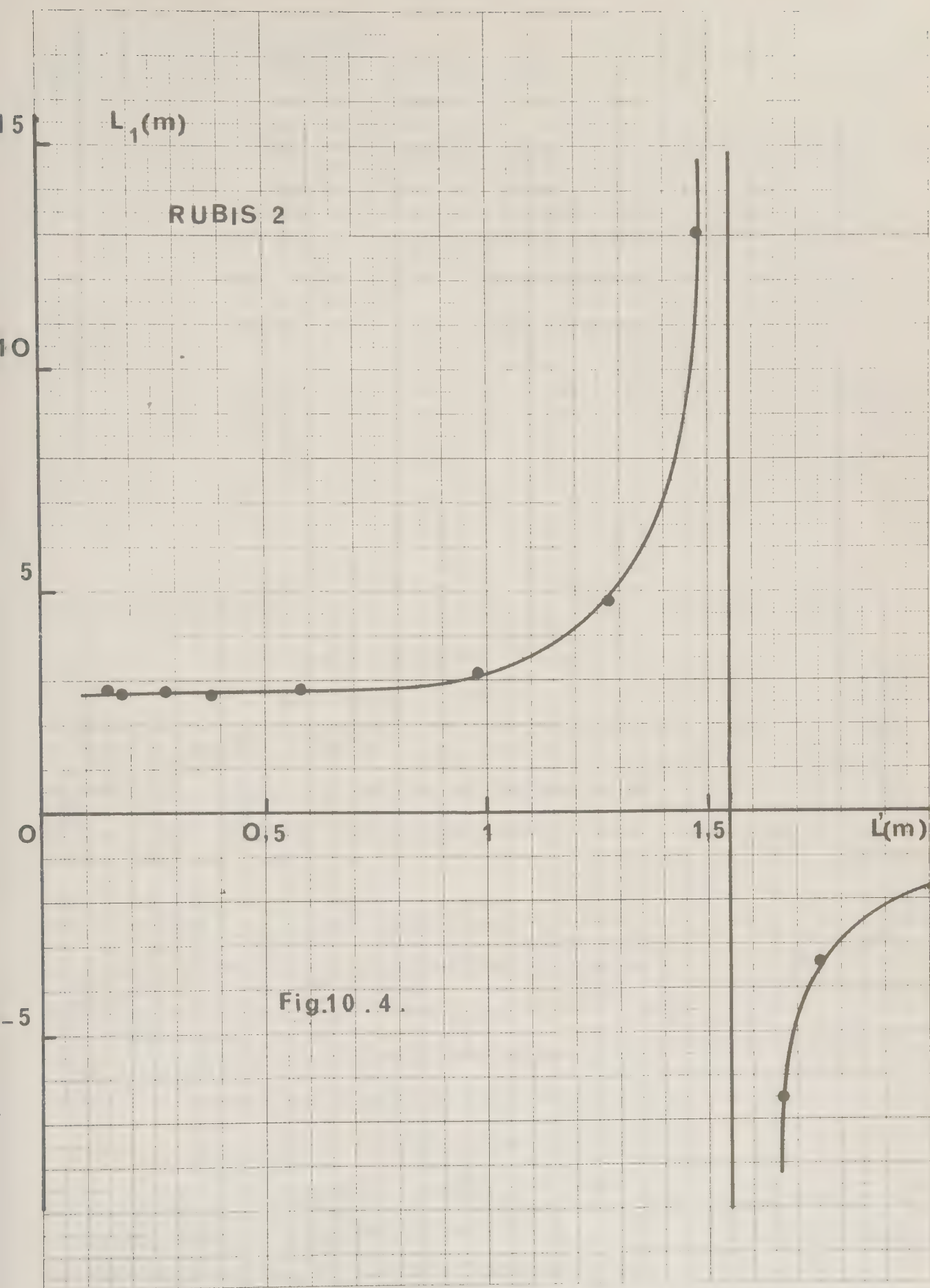




Tableau 10.2 -

| $L'_{cm}$                 | 14,3       | 17,8 | 27,8 | 37,8 | 58   | 98   | 128  | 148        | 155 | 168         | 175  |
|---------------------------|------------|------|------|------|------|------|------|------------|-----|-------------|------|
| $X(10^3)$                 | 3,86       | 4,8  | 7,4  | 10,2 | 16   | 26,4 | 34,6 | 40         |     | 45,4        | 47,2 |
| $\theta(10^{-3})$<br>cal. | 1,91       | 1,70 | 1,37 | 1,16 | 0,92 | 0,53 | 0,38 | 0,30       |     | 0,24        | 0,22 |
| $L_{1cm}$                 | 273        | 270  | 269  | 265  | 281  | 314  | 475  | 1300       |     | -655        | -349 |
|                           | Divergence |      |      |      |      |      |      | Onde plane |     | Convergence |      |

### 3.2. - VARIATIONS DE LA LONGUEUR FOCAL $L_1$ AVEC L'ENERGIE D'EXCITATION.

Pour une longueur de cavité  $L'$  donnée, on peut représenter à l'aide de la formule .14. les variations de  $L_1$  en fonction de  $\Delta V$ . Il suffira de déterminer à l'aide des diagrammes expérimentaux et des formules empiriques les valeurs de  $\theta$  et  $r'$  qui correspondent aux différentes valeurs de  $\Delta V$ . Rappelons que l'angle de divergence  $\theta$ , et les valeurs asymptotiques de  $D'$  pour  $\Delta V$  grand, seront respectivement calculés à partir des formules empiriques .6.3. et .7.11..

On remarque que  $L_1 \rightarrow \infty$  quand  $D'^2 = L'^2/4 + D_{oi}^2/2$  .14 bis. Il existe dans ces conditions, une onde possible puisque  $D' > (D'_{oi}/2)$ . Si on exprime  $D'$  et  $D_{oi}$  en fonction de  $\theta$  et  $r'$  la relation .14 bis. s'écrit :

$$r'^2 = \frac{L'^2}{4} \theta^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{1}{\theta^2} .$$

Comme  $r'$  et  $\theta$  dépendent de  $\Delta V$  il sera possible de déterminer grâce à une résolution graphique la valeur de  $\Delta V$  pour laquelle  $L_1 \rightarrow \infty$ . Nous avons porté sur deux des graphiques de la figure (10.12) les courbes  $L_1(\Delta V)$  pour  $L' = 14,3$  cm dans le cas des deux rubis. En extrapolant les résultats expéri-

mentaux obtenus, à l'aide des formules empiriques, nous avons tracé (Figure 10.12) les variations  $L_1(\Delta V)$  dans le cas où les faces terminales des rubis sont réfléchissantes ( $L' = 2,8$  cm). On remarquera que pour cette valeur de  $L'$   $L_1 \rightarrow \infty$  pour :

$$\Delta V = - 24,6 \text{ volts} \quad \text{dans le cas du rubis 1} \quad ,$$

$$\Delta V = - 109,6 \text{ volts} \quad \text{dans le cas du rubis 2} \quad .$$

Nous reviendrons sur ces résultats en fin de chapitre.

### 3.3. - RELATION ENTRE $L_1$ ET LA REPARTITION $\mu(r)$ DE L'INDICE REEL.

Considérons une onde plane incidente parallèle à  $z'z$ . Si  $e_0$  est faible par rapport aux rayons de courbures des ondes,

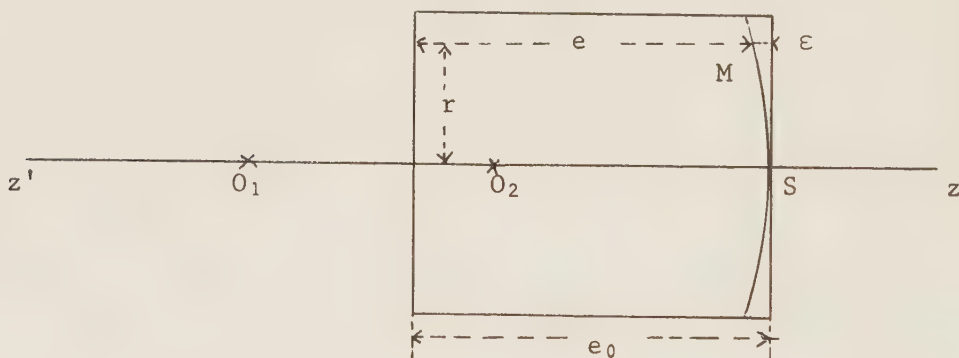


Figure 10.5 -

au cours de la traversée du rubis la diffraction jouera un rôle négligeable. La répartition du pouvoir amplificateur n'altère pas, à l'intérieur du rubis, la forme géométrique de l'onde qui sera par contre modifiée par la variation avec  $r$  des chemins optiques.

Si l'onde incidente est plane la surface d'onde qui passe par le centre  $S$  de la face de sortie (Figure 10.5) sera définie par  $\mu e = \mu_0 e_0$ . On pourra écrire :

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} + \frac{\Delta e}{e} = 0 \quad \text{soit encore} \quad \frac{\Delta\mu}{\mu_0} - \frac{\varepsilon}{e} = 0 \quad .$$

Dans le milieu rubis on aura :  $\varepsilon \approx (r^2/2O_1S)$  ;  $O_1S$  rayon de courbure de l'onde passant par  $S$  dans le milieu laser. Le phénomène de réfraction sur la surface de sortie donnera de  $O_1$  un point conjugué dans l'air  $O_2$  tel que  $O_1S = \mu_0 O_2S$ .

$$\Delta\mu = \mu_0 \frac{r^2}{2eO_1S} = \frac{r^2}{2eO_2S} = \frac{r^2}{2eL_1} \quad ,$$

$$\text{Si on pose} \quad \mu = \mu_0 + br^2 \quad , \quad b = \frac{1}{2L_1e} \quad . \quad .17.$$

Dans le cas d'un rubis de 5 cm de long pour  $r = 2,5$  mm et  $L_1 = 270$  cm on aura  $\Delta\mu = 2,27 \times 10^{-5}$  soit  $e\Delta\mu = 1,13$  microns. Seule une méthode interférométrique pourrait mettre en évidence cette variation. Mais la mesure devrait être faite au moment de l'émission du spike ( $10^{-6}$  sec) et pour la longueur d'onde qui correspond à l'émission laser. Nous donnons sur la figure 10.6 les variations de  $b$  en fonction de  $L'$  pour les valeurs asymptotiques dans le cas des deux rubis.  $b$  est exprimé en  $\text{cm}^{-2}$ .

#### 4. ETUDE DE LA DISTRIBUTION D'AMPLITUDE DANS L'ONDE SUR LE MIROIR DE SORTIE - CALCUL DU PARAMETRE $a$ -

A l'aide de la formule .12. nous avons calculé, dans le cas des deux rubis les variations du paramètre  $a$  en fonction de  $L'$  dans le cas des fortes excitations. Les résultats relatifs aux deux rubis sont consignés dans le tableau 10.3.

Tableau 10.5 -

Rubis 1

|           |      |      |      |      |      |      |       |
|-----------|------|------|------|------|------|------|-------|
| $L'_{cm}$ | 12,8 | 27,8 | 42,8 | 68   | 98   | 128  | 168   |
| $a_{mm}$  | 3,46 | 2,86 | 2,42 | 1,88 | 1,41 | 1,09 | 0,865 |

Rubis 2

|           |      |      |      |      |      |      |       |
|-----------|------|------|------|------|------|------|-------|
| $L'_{cm}$ | 14,3 | 25   | 38   | 58   | 98   | 128  | 168   |
| $a_{mm}$  | 2,36 | 2,08 | 1,88 | 1,57 | 1,12 | 0,93 | 0,745 |

-----

Les graphiques de la figure 10.7 donnent les variations correspondantes de  $a(L')$ . Pour les deux rubis on constate que  $a(L')$  est une courbe décroissante. Dans les deux cas pour  $L' < 30$  cm cette décroissance est très rapide. Ainsi pour de fortes excitations,  $\Delta V \approx 1000$  volts, et des pouvoirs réflecteurs élevés "a" décroît régulièrement avec  $L'$  et ne présente pas de discontinuité pour  $L_1 = \infty$ .

5 - CALCUL DU POUVOIR AMPLIFICATEUR -

A partir de l'expression de  $Y$  on peut définir le coefficient d'amplification en amplitude réelle par l'expression :

$$y(r) = Y_0 e^{-r^2/a^2} .$$

.18.

Cette formule est acceptable pour les régions du milieu actif voisines de l'axe du barreau.

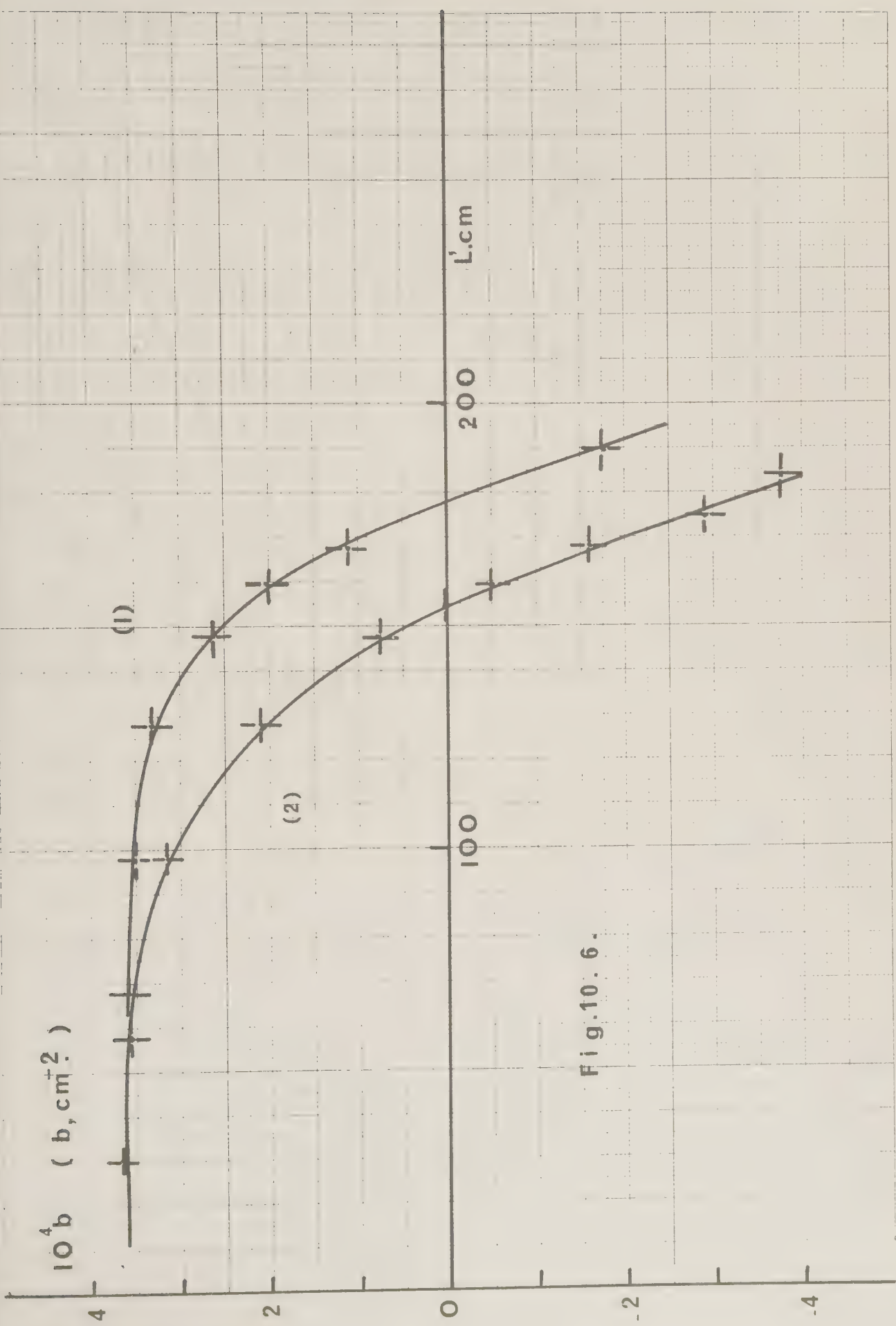


Fig. 10. 6.



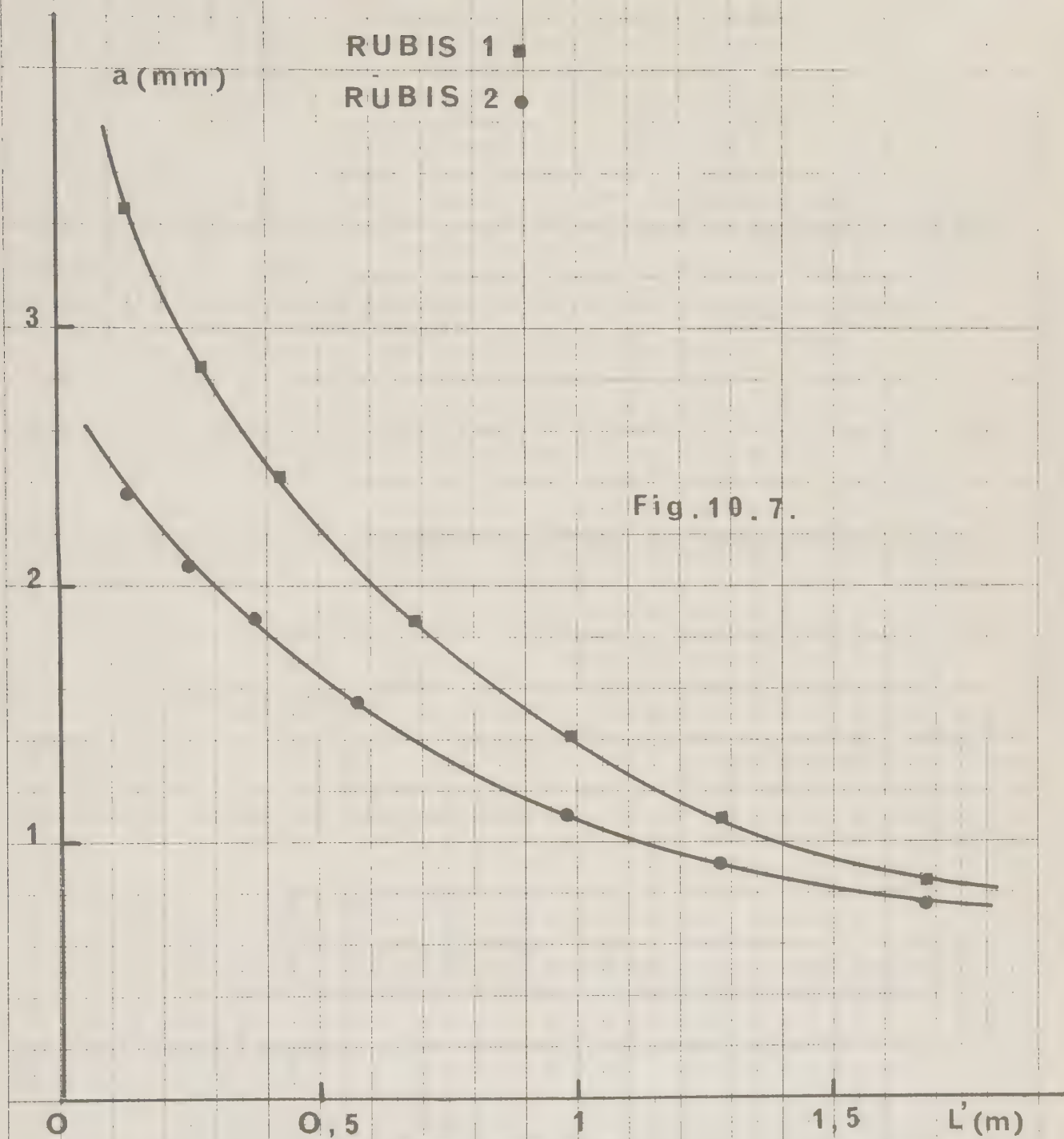


Fig.10.7.



Si un régime stationnaire s'établit, on a, au moins pendant la partie la plus intense du "spike" et pour l'amplitude sur l'axe :

$$Y_0 = \frac{1}{\bar{r}} \frac{W_1}{W_2} \quad . \quad .19.$$

Rappelons que :  $\bar{r}$  désigne le pouvoir réflecteur en amplitude et  $\bar{R}$  le pouvoir réflecteur en intensité ( $\bar{R} = \bar{r}^2$ ),  $W_1$  et  $W_2$  sont les largeurs du faisceau de Gauss pour  $D + (L/2)$  et  $D - (L/2)$  (§ 1.2). On définira pour un rubis de longueur  $l_0$ , le pouvoir de transmission en intensité par la formule :

$$T_e = Y_0^2 e^{-2r^2/a^2} = T_{0e} e^{-2r^2/a^2} \quad . \quad .20.$$

Le pouvoir de transmission par unité de longueur  $T_1$  se déduira de  $T_e$  par la relation :

$$\text{Log } T_e = l_0 \text{ Log } T_1 \quad .$$

Si on exprime  $W_1$  et  $W_2$  en fonction de  $D$ ,  $D_0$  et  $L'$  on pourra écrire :

$$T_e(r) = \frac{D_0^2 + (D + (L'/2))^2}{D_0^2 + (D - (L'/2))^2} \frac{1}{\bar{R}} e^{-2r^2/a^2} \quad . \quad .21.$$

Nous avons ainsi la possibilité de calculer  $T$  à partir des mesures si les hypothèses sont correctes.

Les figures 10.8 et 10.9 donnent les variations de  $T_{05}(e = 5 \text{ cm})$  et  $T_5(r)$  pour  $r = r_0 = 2,5 \text{ mm}$  (bord du champ).

$T(r)$  soit être nécessairement supérieur à la valeur que donnerait le milieu non excité pour la radiation laser.

Soit  $q$  le nombre de photons par  $\text{cm}^3$  dans le milieu actif. Considérons, perpendiculairement à l'axe du barreau, une tranche d'épaisseur  $dz$  ;

elle reçoit par  $\text{cm}^2$ , durant le temps  $dt$ , un flux incident  $qcdt$  photons. L'absorption provoque durant le même temps une variation :

$$dq = - B''n_1q dt dz$$

La variation relative est :  $\frac{dq}{qcdt} = - \frac{B''n_1}{c} dz = - k dz$

Si  $I$  est l'intensité lumineuse, on a :  $I = I_0 e^{-kz}$  ;  $\log_e T_z = - kz$ . Nous prendrons, pour le milieu non excité  $n_1 \approx n_0$ . On a les ordres de grandeur suivants (unités cgs) :  $B'' = 1,1 \times 10^{-9}$  ;  $n_0 = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ;  $B''n_0/c = 0,73$ . On aurait, pour le milieu non excité, et pour une épaisseur de 5 cm :  $T'_5 = (27 \times 10^{-3})$  ; cette valeur se rapporte à la radiation laser 6943 Å.

Ainsi, pour les grandes valeurs de  $r$ ,  $T(r)$  ne tend pas vers zéro mais vers  $T'$  ; mais cette valeur de  $T'$  est très faible et nous pouvons considérer, même sur les bords du champ, la loi de Gauss (formule .20.) comme une approximation suffisante. La courbe (10.9), obtenue par extrapolation d'une loi de Gauss, montre que  $T(r)$  sur les bords du champ est nettement inférieur à 1, et reste supérieur à  $T'_0$ . Le seuil d'inversion n'est pas atteint dans les parties marginales du champ ; dans ce domaine, l'amplitude de l'onde émise sera négligeable.

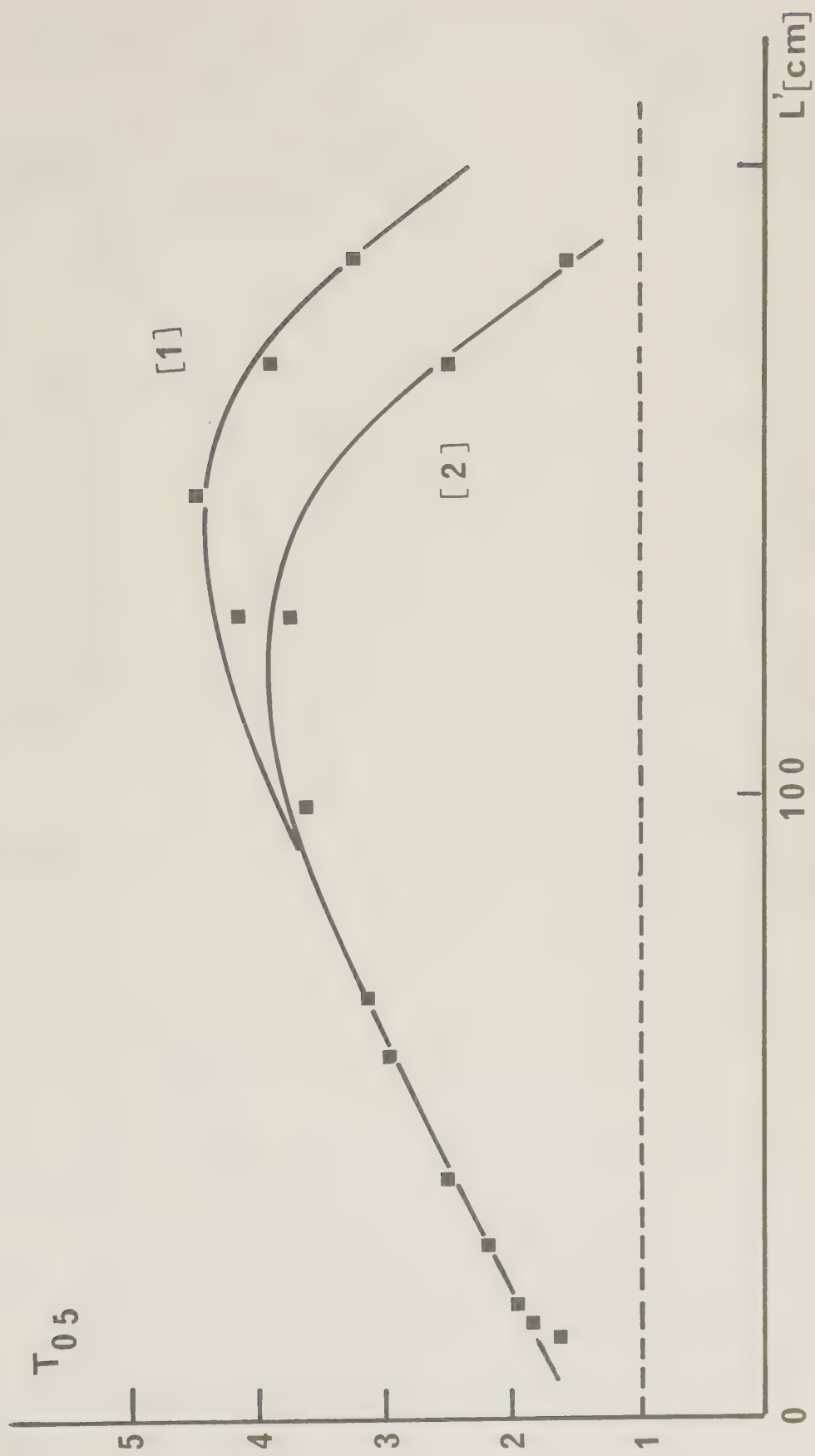
## 6 - INDICE COMPLEXE. SIGNIFICATION DES PARAMETRES $a$ , $b$ , $\gamma_0$ -

### 6.1. - DEFINITIONS.

Nous poserons :  $\mu^* = \mu + j\eta$ ,

avec,  $\mu = \mu_0 + br^2$ , ( $b = 1/2eL_1$ ),  $n < 0$  est l'indice d'extinction ;  $n > 0$  correspondra à une amplification ;  $\eta$  sera fonction du rayon  $r$ .

Une onde plane qui se propage dans le barreau parallèlement à  $z'z$  aurait une amplitude au point d'abscisse  $z$  :



Fig\_10\_8\_



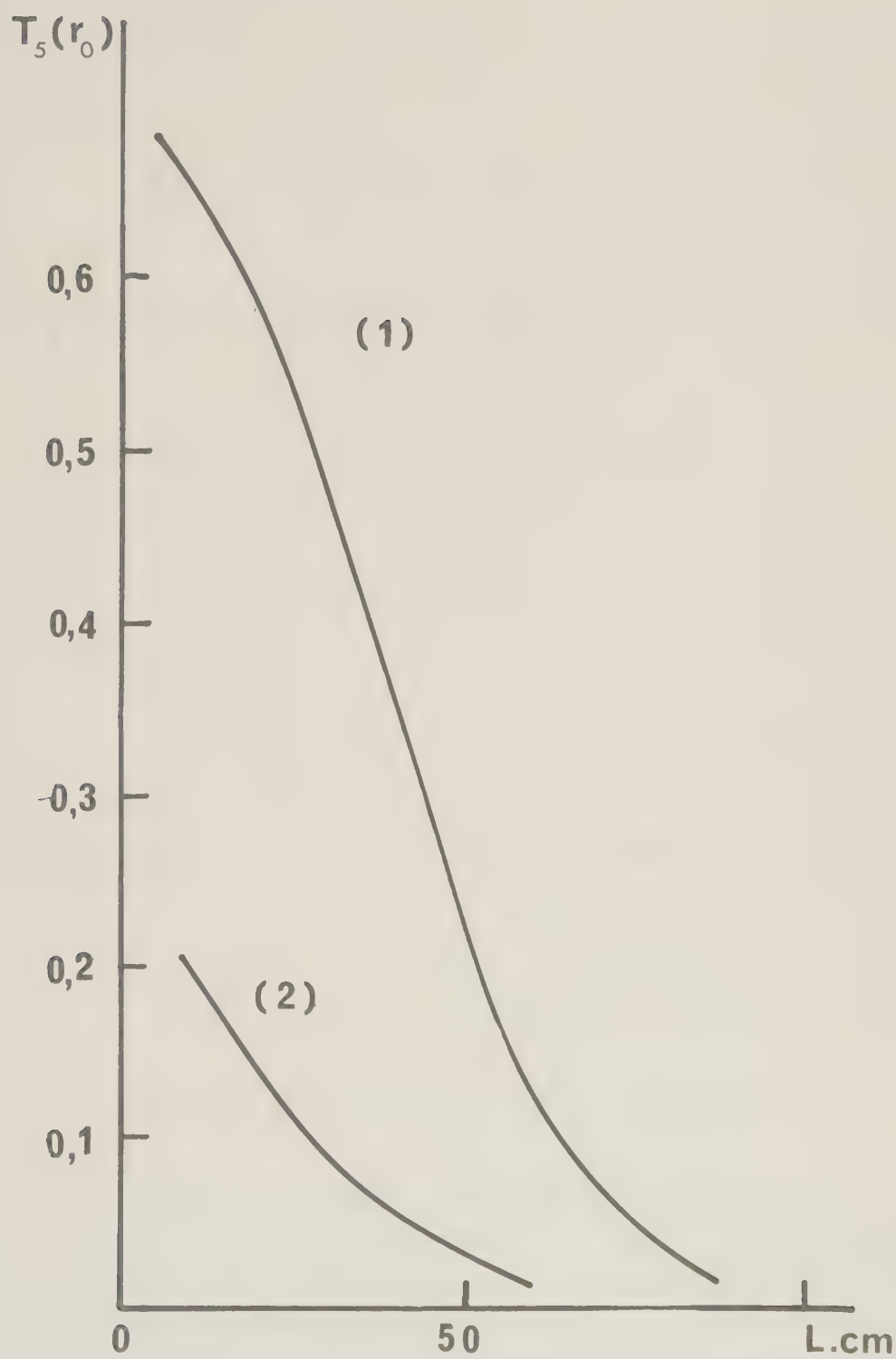


Fig.10- 9.



$$u(z) = u_0 e^{-j(2\pi/\lambda) \mu^* z} = u_0 e^{(2\pi/\lambda) \eta z} e^{-j(2\pi/\lambda) \mu z} \quad . \quad .22.$$

Après avoir traversé le barreau ( $z = e$ ) l'amplitude relative s'écrit :

$$\frac{u(e)}{u_0} = e^{(2\pi/\lambda) \eta e} \cdot e^{-j(2\pi/\lambda) \mu e} \quad . \quad .23.$$

Le terme d'amplitude représente la partie réelle de  $Y$

$$Y_0 e^{-r^2/a^2} = e^{(2\pi/\lambda) \eta e} ; \quad Y_0 = \frac{1}{r} \frac{W_1}{W_2} \quad . \quad .24.$$

Si on pose :  $Y_0 = e^{\beta^2}$  on pourra écrire :

$$\eta = \frac{\lambda}{2\pi e} \left( \beta^2 - \frac{r^2}{a^2} \right) \quad . \quad .25.$$

Les valeurs de  $\eta$  seront donc déduites des valeurs de  $\beta$  et  $a$  mesurées pour l'épaisseur  $e$ .

Par exemple : sur l'axe ( $r = 0$ ), dans le cas du rubis 2 , si  $L' = 128$  cm, pour les valeurs asymptotiques, on aurait  $\eta(r = 0) = \eta_0 = 2,2 \times 10^{-6}$  .

Le seuil est caractérisé par la relation  $\eta = 0$  ; il sera atteint pour  $r = \beta a$  .

Dans notre exemple,  $r = 0,78$  mm . Pour les valeurs asymptotiques avec  $L' = 128$  cm, le rayon de la tache lumineuse sur le miroir de sortie est  $r = 0,75$  mm ; soit, si on raisonne sur les amplitudes,  $W = r\sqrt{2} = 1,05$  mm, on constate qu'il y a divergence de l'onde depuis le rubis vers le miroir de sortie. Remarquons que toutes les valeurs considérées sont du même ordre. Finalement l'indice du milieu actif pourra s'écrire :

$$\mu^* = (\mu_0 + br^2) + j \frac{\lambda}{2\pi e} \left( \beta^2 - \frac{r^2}{a^2} \right) \quad . \quad .26.$$

## 6.2. - FORMATION D'UNE DISTRIBUTION RADIALE DE $\mu$ ET $n$ .

Il resterait à montrer comment le pompage crée dans le milieu actif cette répartition radiale des indices. On pourrait penser à des effets thermiques. Lors de l'effet laser, le système de pompage fait apparaître dans le rubis un gradient de température qui provoque une variation de l'indice de réfraction avec la distance  $r$  au centre du rubis (77 à 90). Sous l'action de ces effets thermiques, dans le cas où l'on utilise une lampe flash hélicoïdale, l'expérience montre que le barreau rubis optiquement déformé peut être assimilé à une lentille convergente. Les mesures de Pasteur (87) montrent que la distance focale de cette lentille serait de l'ordre de plusieurs mètres, après une milliseconde, soit à la fin du flash ; l'effet serait donc plus faible encore au moment de l'émission des "spikes", distances focales plus grandes.

Comme nos mesures font apparaître un effet de lentille divergente dont la distance focale  $L_1$  resterait voisine de 2,5 mètres, pour  $L' < 1$  mètre, nous devons en conclure que les effets thermiques dans le cas du rubis ne sont pas prédominants lors de l'effet laser.

Notons enfin, que la variation  $\Delta\delta/\lambda$  du chemin optique, de l'ordre de  $1/100$  pendant une  $\mu s$ , peut être négligée lors d'un spike. Il faut donc chercher un autre mécanisme que les effets thermiques, qui se manifestent après l'émission du faisceau laser. On peut considérer que le pompage qui s'effectue sur des bandes d'absorption assez larges donne une répartition uniforme de la puissance primaire de pompage dans tout le volume du rubis (4).

Il se crée ainsi des états excités au niveau supérieur  $E_2$  de la transition laser notée "R". Cette radiation est une raie très étroite. Nous avons vu que le pouvoir absorbant du rubis pour la transition R est très élevé ainsi :

- a• pour les atomes localisés dans la partie centrale du barreau, un pourcentage important des photons de la transition R émis par émission spontanée seront absorbés par les atomes plus éloignés de l'axe qui se trouvent au niveau fondamental  $E_1$ . Ces photons seront alors réémis dans toutes les directions et en particulier vers l'axe.

Une bonne proportion des photons provenant du centre du barreau ne s'échapperont pas par les faces latérales et resteront à l'intérieur du rubis (encagement de la radiation de résonance).

•b• pour les atomes de la périphérie les photons de l'émission spontanée de la transition "R" qui s'échappent latéralement ne sont pas récupérés par le processus que nous venons de décrire. Les états excités créés par le pompage se videront plus facilement au voisinage de la périphérie en émettant par émission spontanée des photons de résonance vers l'extérieur du barreau. Par contre au voisinage de l'axe un photon émis par émission spontanée par la transition  $E_2 \rightarrow E_1$  sera généralement réabsorbé ; les états  $E_2$  créés par le pompage s'accumulent alors au voisinage de l'axe et ne pourront se libérer que par l'émission laser induite parallèlement à l'axe. L'énergie sera encagée dans la partie centrale du barreau (91,92). L'accumulation au voisinage de l'axe des états excités a comme conséquence que le seuil d'inversion  $n = 0$  sera d'abord atteint au centre du barreau (Figure 10.10).

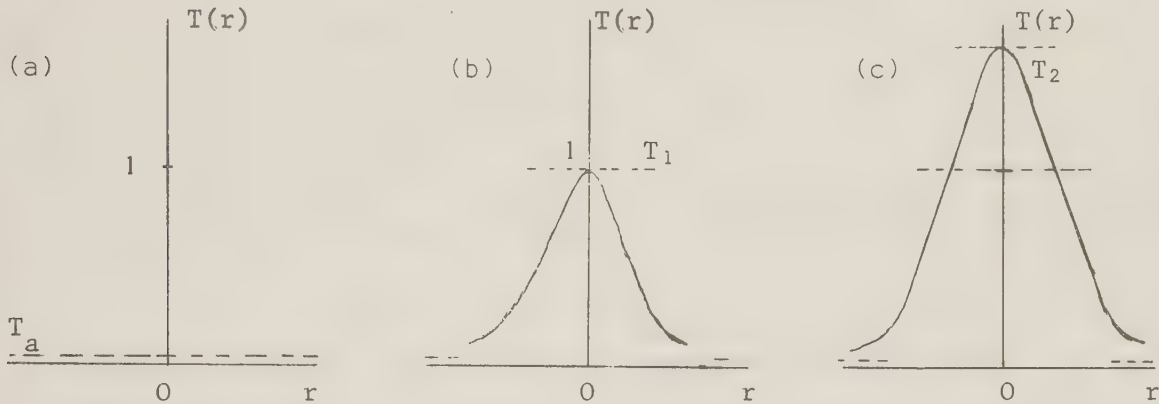


Figure 10.10 -

Nous pourrions alors envisager le mécanisme suivant : supposons une excitation forte. Avant le pompage la répartition du facteur  $T$  est uniforme dans le rubis :  $T(r) = T_a$ . Au fur et à mesure que le pompage crée des états excités,  $T(r)$  évolue au cours du temps, la répartition n'est plus uniforme  $T(r,t)$  présente un maximum sur l'axe ; ce maximum est d'autant plus important (Figure 10.10-c) que  $t$  est plus grand. L'évolution de ce processus n'est notable et rapide qu'au dessus du seuil d'inversion. En réalité le seuil du laser correspond à  $T$  légèrement supérieur à 1, car il faut compenser les pertes par réflexion sur les miroirs. Ainsi le passage de  $T_a(0)$  à  $T_1(0) = 1$  est relativement long. Le passage de  $T_1$  à  $T_2$  se fera dans un temps beaucoup plus court. On aura sur  $T(r,t)$  une véritable impulsion au voisinage de l'axe liée à l'apparition du "spike".

Parallèlement la disparition des atomes dans l'état fondamental  $E_1$  et l'apparition d'atomes à l'état excité  $E_2$ , modifie l'indice de réfraction du milieu ;  $\mu(r)$  aura une distribution liée à celle de  $\eta(r)$ .

### 6.3. - CONDITION DE DECLenchement DU "SPIKE".

Au cours du temps les paramètres  $a(t)$ ,  $b(t)$ ,  $Y_0(t)$  varient. A chaque instant connaissant  $a(t)$  et  $b(t)$  on peut calculer les valeurs  $D(t)$  et  $D_0(t)$  à l'aide des relations .13. et .17.. Posons (voir formule .21.)

$$f(t) = \frac{1}{\bar{R}} \frac{D_0^2 + (D + (L'/2))^2}{D_0^2 + (D - (L'/2))^2}$$

Par ailleurs dans le milieu actif  $Y_0^2(t)$  va varier. La condition d'établissement du régime stationnaire sera satisfaite à l'instant  $t$ , quand on pourra écrire :  $f(t) = Y_0^2(t)$  soit :

$$Y_0^2 = \frac{1}{\bar{R}} \frac{D_0^2 + (D + (L'/2))^2}{D_0^2 + (D - (L'/2))^2}$$

Tant que cette condition ne sera pas remplie, il ne s'établira pas de système stationnaire ; on a tout au plus des ondes progressives qui s'amortissent rapidement et dissipent peu d'énergie ; la concentration des états excités sous l'action de la lumière de pompage se poursuit. A l'instant  $t$  où  $Y_0^2(t) = f(t)$  le spike se déclenche. Après le spike, le système est désamorcé et le processus recommence.

L'état du barreau varie d'un "spike" à l'autre, (effets thermiques apparition d'hétérogénéités) ; à l'arrêt du spike, le milieu peut être encore à l'état excité, ceci d'une manière aléatoire ; le nombre d'atomes excités peut varier. Ces éventualités peuvent se traduire par des irrégularités dans l'émission des "spikes".

7 - INHOMOGENEITE DE LA REPARTITION DES ETATS EXCITES ET TEMPS D'AMORCAGE  
D'UN LASER A RUBIS - (93)

Pour rendre compte de nos résultats expérimentaux, nous avons supposé qu'au voisinage de l'axe du barreau l'indice réel et le facteur d'amplification étaient reliés à  $r$  par une loi quadratique et une fonction de Gauss. Lors de l'étude des équations d'évolution nous avons admis une répartition uniforme des états excités dans tout le milieu actif. Nous allons comparer les variations du temps d'amorçage de l'effet laser en fonction de la tension d'alimentation, que nous avons mesurées, avec les variations théoriques que l'on peut prévoir en admettant une répartition uniforme des états excités.

Le système de pompage a été décrit dans les généralités, la lampe flash est une lampe type VQX7S.5A de Verre et Quartz.

7.1. - DECALAGE ENTRE LES INTENSITES ELECTRIQUES ET LUMINEUSES DU FLASH.

Les variations de l'intensité lumineuse sont enregistrées par une cellule photoélectrique à vide poussé du type F9096 (CSF) reliée à un oscillographe bicourbe Fairchild de 100 MHz (voie 1). En intercalant une résistance de mesure de l'ordre de  $0,02 \Omega$  dans le circuit de décharge de la lampe "flash" on enregistre les variations du courant électrique (voie 2). Le balayage est déclenché par l'apparition de ce signal. Le décalage  $\Delta t_1$  dans le temps entre le début de la décharge lumineuse et le début de l'impulsion électrique est fonction de la tension  $V$  de pompage (Tableau 10.4).

Tableau 10.4 -

| V (volts)                 | 1500 | 1700 | 1900 | 2100 | 2300 | 2500 | 2700 | 2900 | 3100 |
|---------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\Delta t_1$ ( $\mu$ sec) | 57   | 53   | 50   | 47   | 45   | 42   | 42   | 41   | 40   |

-----

Les observations mettent en évidence les résultats suivants : Dès que la lampe flash fonctionne, le potentiel à ses bornes, se fixe à une valeur  $E$  voisine du potentiel d'allumage  $V_a$  en présence de l'impulsion THT. L'intensité émise par la lampe flash à l'instant  $t$  (exprimé en microsecondes) est pratiquement une fonction linéaire de l'intensité électrique à l'instant  $(t-50)$ . D'autre part, l'énergie lumineuse  $W$  du "flash" est une fonction linéaire de la tension de pompage  $V$  :

$$W = K(V - E) \quad \text{avec} \quad E = 1275 \text{ volts} \quad .$$

## 7.2. - ETUDE DE L'INTENSITE LUMINEUSE $I(t)$ DU "FLASH".

Nous obtenons une bonne représentation en prenant pour l'intensité lumineuse de la lampe :

$$I(t) = \alpha t e^{-t/\tau} \quad .$$

L'origine des temps est fixée par la valeur nulle de l'intensité et la valeur de  $\alpha$  est proportionnelle à  $(V - E)$ . Le maximum de  $I(t)$  est atteint pour  $t = \tau = 200 \text{ sec}$ . Nous notons  $\alpha_S$  la valeur de  $\alpha$  qui correspond au seuil en tension de l'effet laser ; on a au voisinage du seuil :

$$I_S(t) = \alpha_S t e^{-t/\tau} = k(V_S - E) t e^{-t/\tau} \quad .$$

Pour une tension de pompage  $V$  correspondant à une valeur de  $\alpha$  :

$$I(t) = \alpha t e^{-t/\tau} = k(V - E) t e^{-t/\tau} \quad ,$$

$$\alpha = \alpha_S \frac{V - E}{V_S - E} \quad , \quad \text{où} \quad V = E + \frac{\alpha}{\alpha_S} (V_S - E) \quad .$$

### 7.3. - AMORCAGE DE L'EFFET LASER.

Pour que l'effet laser s'amorce il faut que le nombre d'ions  $\text{Cr}^{+++}$  présents au niveau excité soit supérieur au nombre d'ions  $\text{Cr}^{+++}$  présents au niveau fondamental. Il en résulte l'existence d'un seuil pour la tension de pompage et un retard à l'amorçage  $\Delta t_2$  entre le début de l'impulsion électrique du "flash" et l'apparition du premier "spike".

Nous enregistrons sur l'oscillographe ce retard  $\Delta t_2$  et le retard  $\Delta t_1$  entre le début de l'impulsion électrique et le début de la décharge lumineuse du "flash". Ainsi le temps d'amorçage  $\Delta t$  de l'effet laser est défini par  $\Delta t = \Delta t_2 - \Delta t_1$ . Dans nos mesures le seuil de l'effet laser est  $V_S = 2285$  volts ; le tableau 10.5 traduit les variations de  $\Delta t$  en fonction de  $V$ .

Tableau 10.5 -

|                                |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |
|--------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| V (volts)                      | 2300 | 2350 | 2400 | 2500 | 2600 | 2700 | 2800 | 2900 | 3000 | 3100 |
| $\Delta t$ ( $\mu\text{sec}$ ) | 677  | 573  | 521  | 455  | 398  | 358  | 331  | 299  | 285  | 264  |

Ces mesures ont été faites avec une distance  $L = 100$  cm entre les miroirs ; nous avons vérifié que l'on obtient les mêmes résultats si  $L$  varie entre 15 et 100 cm. Des retards analogues, avec  $\Delta t_2 = 100$  à 300  $\mu\text{sec}$ , ont été observés par Delcroix (94) pour un laser à argon ionisé.

### 7.4. - ETUDE THEORIQUE DU RETARD A L'AMORCAGE.

Nous supposerons d'abord que les propriétés du milieu actif sont uniformes dans toute l'étendue du barreau de rubis. Si nous raisonnons sur l'unité de volume, nous désignons par  $A_x(t)$  une fonction proportionnelle à la puissance reçue ;  $n_1$  est par  $\text{cm}^3$  le nombre d'ions à l'état fondamental,  $n_2$  le nombre d'ions au niveau supérieur,  $q$  le nombre de photons. L'équation



### 7.3. - AMORCAGE DE L'EFFET LASER.

Pour que l'effet laser s'amorce il faut que le nombre d'ions  $\text{Cr}^{+++}$  présents au niveau excité soit supérieur au nombre d'ions  $\text{Cr}^{+++}$  présents au niveau fondamental. Il en résulte l'existence d'un seuil pour la tension de pompage et un retard à l'amorçage  $\Delta t_2$  entre le début de l'impulsion électrique du "flash" et l'apparition du premier "spike".

Nous enregistrons sur l'oscillographe ce retard  $\Delta t_2$  et le retard  $\Delta t_1$  entre le début de l'impulsion électrique et le début de la décharge lumineuse du "flash". Ainsi le temps d'amorçage  $\Delta t$  de l'effet laser est défini par  $\Delta t = \Delta t_2 - \Delta t_1$ . Dans nos mesures le seuil de l'effet laser est  $V_S = 2285$  volts ; le tableau 10.5 traduit les variations de  $\Delta t$  en fonction de  $V$ .

Tableau 10.5 -

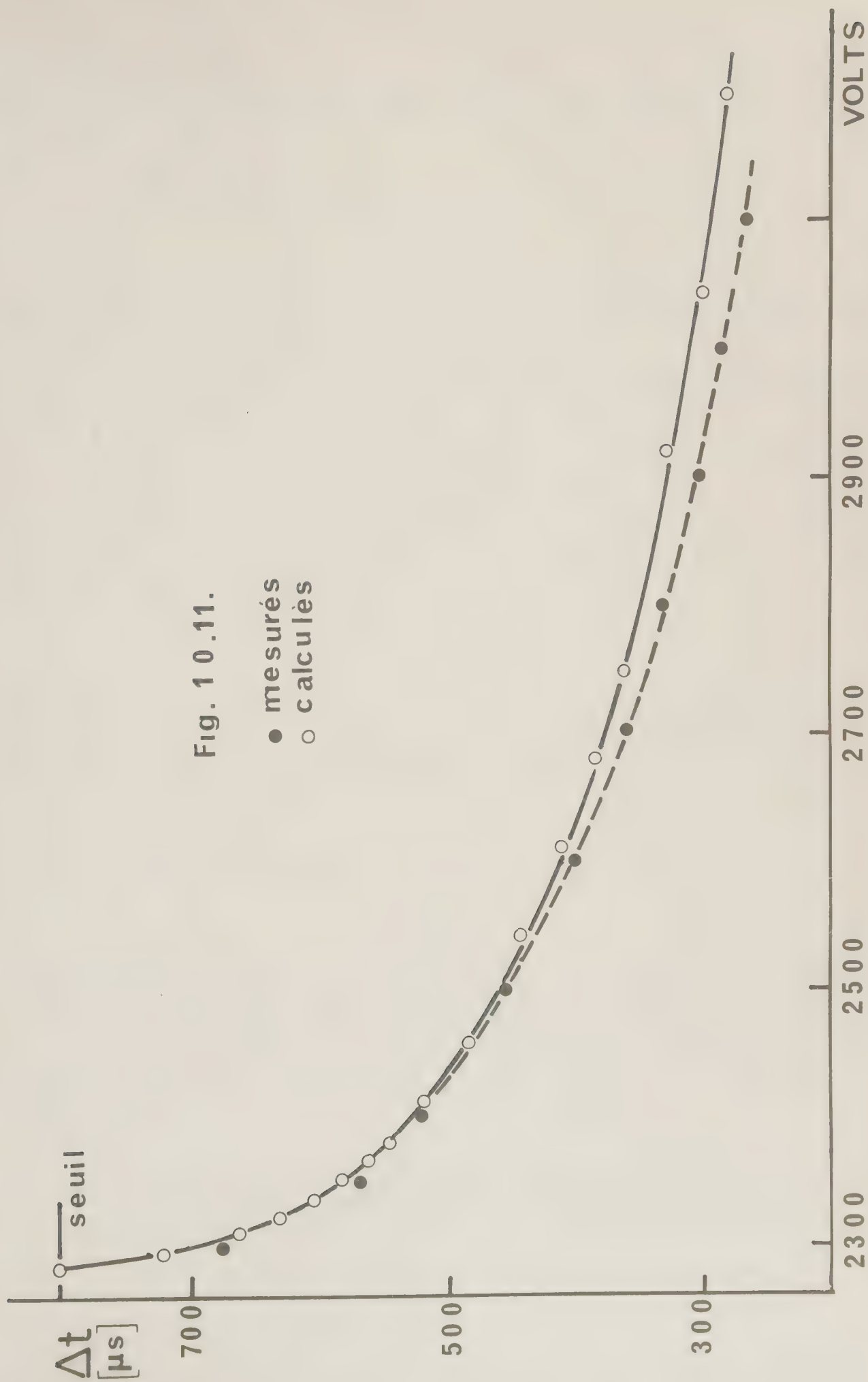
|                                |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |
|--------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| V (volts)                      | 2300 | 2350 | 2400 | 2500 | 2600 | 2700 | 2800 | 2900 | 3000 | 3100 |
| $\Delta t$ ( $\mu\text{sec}$ ) | 677  | 573  | 521  | 455  | 398  | 358  | 331  | 299  | 285  | 264  |

Ces mesures ont été faites avec une distance  $L = 100$  cm entre les miroirs ; nous avons vérifié que l'on obtient les mêmes résultats si  $L$  varie entre 15 et 100 cm. Des retards analogues, avec  $\Delta t_2 = 100$  à 300  $\mu\text{sec}$ , ont été observés par Delcroix (94) pour un laser à argon ionisé.

### 7.4. - ETUDE THEORIQUE DU RETARD A L'AMORCAGE.

Nous supposerons d'abord que les propriétés du milieu actif sont uniformes dans toute l'étendue du barreau de rubis. Si nous raisonnons sur l'unité de volume, nous désignons par  $A_x(t)$  une fonction proportionnelle à la puissance reçue ;  $n_1$  est par  $\text{cm}^3$  le nombre d'ions à l'état fondamental,  $n_2$  le nombre d'ions au niveau supérieur,  $q$  le nombre de photons. L'équation







d'évolution pour un laser à trois niveaux s'écrit : (Cf. Chapitre 9)

$$\frac{dn_2}{dt} = x(t) An_1 - An_2 - B''n_2q + B''n_1q \quad ;$$

A , coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée ; B'' pour l'émission induite et pour l'absorption.

Tant que l'effet laser ne s'amorce pas, q est négligeable. Posons  $n_0 = n_1 + n_2$  ,

$$\frac{dn_2}{dt} = x(t) An_0 - A(1 + x(t)) n_2(t) \quad ,$$

$$x(t) \approx \alpha t e^{-t/\tau} \quad \text{avec} \quad \tau = 200 \mu\text{sec} \quad .$$

A 300°K , l'inversion se produit pour  $n_2 \approx n_0/2$  ; le seuil du laser correspondra à  $n_2$  au moins égal à cette valeur. On a  $1/A = \tau_0 = 2,9 \times 10^{-3}$  sec. Posons  $N_2 = n_2/n_0$  , nous évaluons les temps en secondes,

$$\frac{dN_2}{dt} = -345 \left( 1 + \alpha t e^{-10^4 t/2} \right) N_2 + 345 \alpha t e^{-10^4 t/2} \quad .$$

L'ordinateur permet de tracer le réseau  $N_2 = f(\alpha, t)$  ; on en déduit pour chaque valeur de  $\alpha$  la valeur de  $t$  qui donne  $N_2 = 0,5$  . Il n'y a pas de solutions pour  $10^{-4}\alpha_s < 6,846$  ; cette valeur définit donc  $d_s$  correspondant au seuil ; on en déduit la correspondance entre les valeurs de  $\alpha$  et de  $V$  à l'aide de l'équation :

$$V = 1275 + 1010 \frac{\alpha'}{6,846} \text{ volts} ; \text{ nous poserons } \alpha' = 10^{-4}\alpha \quad .$$

Nos mesures sont résumées dans le tableau 10.6.

Tableau 10.6 - V volts ;  $\Delta t$  microsecondes.

|            |       |      |      |      |      |      |      |      |      |      |
|------------|-------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\alpha'$  | 6,846 | 6,9  | 7    | 7,1  | 7,2  | 7,3  | 7,4  | 7,5  | 7,7  | 8    |
| V          | 2285  | 2293 | 2307 | 2322 | 2336 | 2351 | 2366 | 2381 | 2411 | 2454 |
| $\Delta t$ | 800   | 720  | 662  | 630  | 605  | 582  | 562  | 545  | 518  | 485  |

---

|            |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |
|------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\alpha'$  | 8,5  | 9    | 9,5  | 10   | 11   | 12   | 13   | 14   | 15   | 20   |
| V          | 2539 | 2608 | 2679 | 2749 | 2921 | 3042 | 3194 | 3340 | 3497 | 3850 |
| $\Delta t$ | 442  | 410  | 385  | 361  | 326  | 300  | 279  | 262  | 247  | 198  |

Nous obtenons ainsi la courbe théorique  $\Delta t = f(\Delta V)$  (figure 10.11) que nous portons sur le même graphique que la courbe expérimentale.

Au voisinage du seuil l'accord entre les deux courbes est excellent. Par contre aux fortes excitations, le temps mesuré est inférieur au temps calculé. Si nous admettons que l'inversion est plus rapidement atteinte au centre qu'à la périphérie et que, lorsque l'inversion est atteinte,  $T(r)$  croît très vite, l'écart entre  $\Delta t$  mesuré et  $\Delta t$  calculé deviendra d'autant plus important que le pompage est intense. L'écart entre les pouvoirs de transmission  $T_1$  et  $T_2$  deviendra de plus en plus sensible. Si nous négligeons le temps nécessaire pour que  $T(r)$  passe de la valeur  $T_1$  à la valeur  $T_2$ , la mesure du temps  $\Delta t$  qui sépare le début du pompage de l'apparition du premier "spike" représentera le temps nécessaire à la fonction  $T(r)$  pour atteindre à partir de  $T_a$  le seuil d'inversion  $T_1$ . Elle sera indépendante de la longueur de la cavité pour un rubis donné excité par une lampe flash donnée.

## 8 - FAISCEAU PRINCIPAL ET ANNEAUX NON LOCALISES -

Nous avons vu qu'au cours du temps le paramètre  $a$ , qui caractérise la répartition radiale du pouvoir amplificateur, le paramètre  $b$  qui caractérise la répartition radiale de l'indice de réfraction dans le milieu actif, le facteur  $Y_0$  qui définit le pouvoir amplificateur sur l'axe évoluent.

Les niveaux excités se remplissent jusqu'à ce que  $Y_0$  soit lié à  $a$  et  $b$  par la condition qui permet l'établissement d'un régime pseudo-stationnaire ; l'énergie des niveaux excités se libère alors d'un seul coup dans le "spike" ; et le processus recommence après l'amortissement du "spike".

Nous avons étudié l'évolution de  $a$ ,  $b$ ,  $Y_0$  en fonction de  $\Delta V$  pour une cavité donnée (Cf. § 3.2 et figure 10.12) ; on aura la même évolution en fonction de la densité des états excités dans le milieu actif.

En fin de "spike",  $Y_0$  devenant trop faible, l'onde, définie à chaque instant par  $a$  et  $b$  s'amortit. De plus les niveaux se vident. Il arrivera un moment où  $L_1 = \infty$ . Le milieu se comporte alors comme une lame à faces parallèles d'indice de réfraction uniforme. La lumière diffusée alors sur les coatings par le faisceau principal donnera les anneaux localisés à l'infini. Pour le rubis à faces terminales réfléchissantes ces anneaux sont à centre brillant puisque leur fréquence est celle du faisceau principal.

D'autre part, l'onde principale peut, lorsque  $L_1 \rightarrow \infty$  sans que le milieu ait perdu toutes ses propriétés amplificatrices (amortissement faible), induire des ondes de type sphérique, beaucoup plus divergentes, qui constitueront des ondes progressives vérifiant la condition de résonance sur l'axe puisque leur fréquence sera celle de l'onde excitatrice ; ces ondes progressives donneront les anneaux non localisés. A l'aide de la formule .21. on peut calculer le coefficient  $T_{05}$  pour  $L' = 2,8$  cm dans le cas où  $L_1 = \infty$ . Pour les deux rubis on trouvera la même valeur  $T_{05}(2,8) = 1,3$ . Le milieu est donc légèrement amplificateur pour ces ondes progressives.

Si l'on admet, au moment où  $L_1 = \infty$  que le milieu est légèrement amplificateur, la finesse des anneaux à l'infini et des anneaux non localisés sera plus faible que ne l'indiquerait le pouvoir réflecteur des coatings.



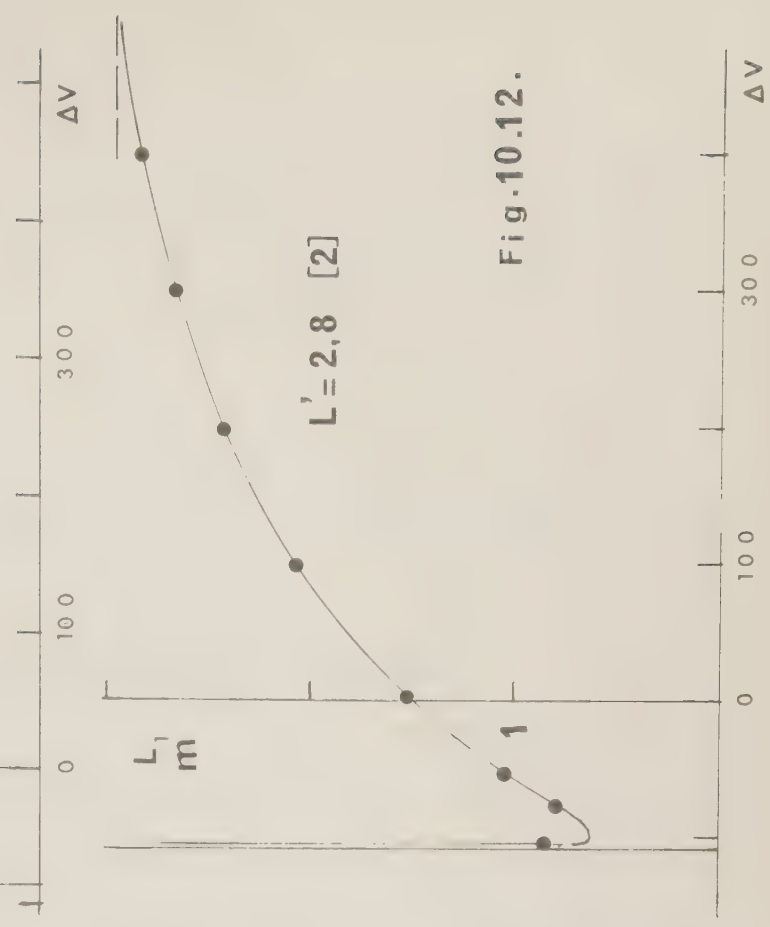
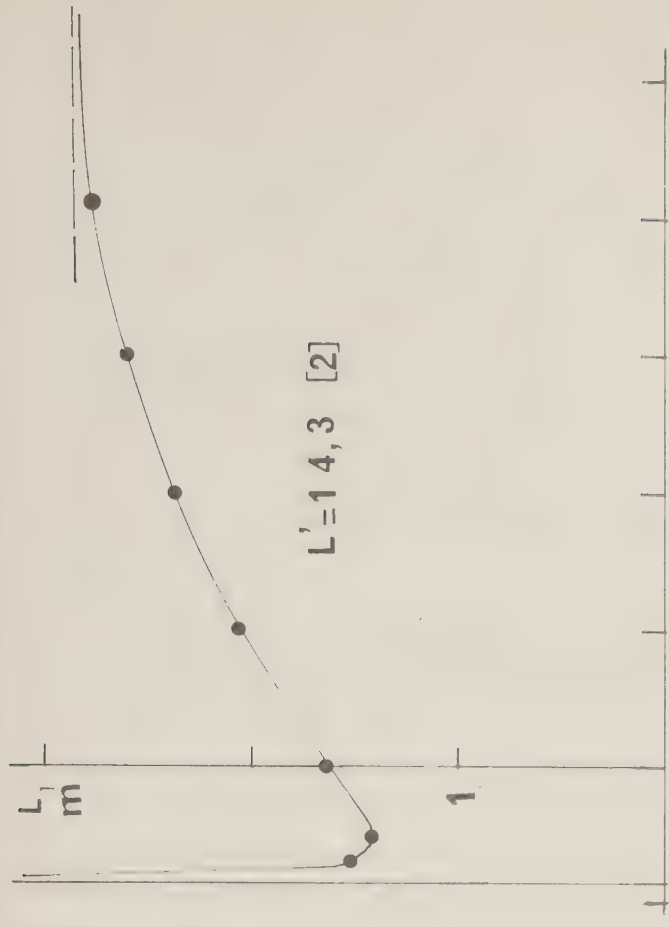


Fig.10.12.



## CONCLUSION -

Nous résumons ici les principaux résultats de ce travail.

### ANNEAUX NON LOCALISES, VISIBLES AUTOUR DU FAISCEAU PRINCIPAL.

Les anneaux d'interférence non localisés qui entourent le faisceau principal émis par un rubis équipé d'une cavité P.F.p. peuvent être considérés en première approximation comme distribués suivant une loi d'Airy. Cette approximation est d'autant plus valable que la distance d'observation croît ; pour rendre compte de la formation de ces anneaux nous avons proposé l'hypothèse suivante :

Il peut se propager dans le rubis des ondes Gaussiennes centrées sur l'axe de révolution qui se comportent comme des ondes sphériques et qui sont plus divergentes que les ondes qui sont associées au faisceau principal. Nous avons d'abord étudié le cas d'un rubis à faces terminales réfléchissantes. Tant que les effets de diffraction par les bords des miroirs ou les bords du barreau restent négligeables le rubis comporte pour les ondes secondaires comme un étalon de Pérot et Fabry à miroirs plans à l'intérieur duquel l'indice de réfraction a une valeur uniforme.

Pour vérifier cette hypothèse nous avons éclairé un interféromètre de Pérot-Fabry à miroirs plans, d'épaisseur  $e$ , à l'aide d'un laser à gaz He-Ne équipé d'une cavité optique hémisphérique. L'onde qui arrive sur l'interféromètre semble provenir d'un point source localisé au voisinage du miroir plan de ce laser. Les réflexions successives sur les lames de l'interféromètre donneront naissance à des ondes qui paraîtront provenir d'une succession de points sources cohérents placés de  $2e$  en  $2e$  sur l'axe de symétrie du système.

Conformément aux calculs, l'expérience a montré que les anneaux d'interférence observés sont distribués suivant une loi qui se rapproche

d'autant mieux de la loi d'Airy que la distance d'observation augmente. On voit apparaître des maxima secondaires au voisinage des maxima principaux quand cette distance diminue.

Il faut remarquer que la lumière diffusée par les coatings déposés sur les faces terminales du rubis ou les imperfections du rubis (bien que spatialement incohérente) peut donner naissance par le jeu des réflexions successives à des anneaux de Pérot-Fabry localisés à l'infini.

Si maintenant le rubis est placé dans une cavité optique de Pérot et Fabry à miroirs plans extérieurs, les ondes secondaires qui ont pris naissance dans le rubis pourront interférer par le jeu des réflexions successives dans l'étalon formé par une face terminale du rubis et une lame de la cavité optique. On peut alors observer un accord de résonance entre la cavité optique principale et la cavité qui engendre le phénomène d'interférence.

#### FAISCEAU PRINCIPAL.

Nous avons ensuite étudié expérimentalement les caractéristiques du faisceau principal émis par le laser quand la longueur  $L$  de la cavité optique et la tension d'excitation  $\Delta V$  varient dans le cas du mode fondamental  $TEM_{00}$ .

Alors qu'au cours de l'émission laser l'intensité lumineuse varie sous formes d'impulsions désordonnées (spikes) nous avons expérimentalement montré, à l'aide d'une méthode interférométrique originale, que les paramètres de l'onde associés au faisceau principal restent constants au cours de l'émission.

Toutefois, la qualité des interférogrammes n'étant pas assez bonne, dans le cas du rubis, pour faire des mesures plus précises, nous avons mis au point une méthode microphotométrique qui nous a permis de mesurer l'angle de divergence  $\theta$  du faisceau laser ainsi que le rayon  $r'$  de la tache laser sur le miroir de sortie de la cavité optique. Ces deux paramètres suffisent à caractériser une onde de Gauss  $TEM_{00}$ . L'étude systématique de deux rubis de même dimensions pour des longueurs de cavité  $L < 170$  cm nous a permis de tracer les réseaux de caractéristiques qui lient  $r'$  et  $\theta$  à la longueur  $L$  de la cavité et à l'excitation  $\Delta V$ . Nous avons établi les résultats suivants :

- pour une longueur de cavité  $L$  donnée,  $\theta$  croît avec la tension d'excitation pour atteindre une valeur limite notée  $\theta_1$  qui diminue quand la longueur de la cavité  $L$  augmente ;

- les variations du rayon  $r'$  de la tache lumineuse sur le miroir de sortie en fonction de la tension d'excitation  $\Delta V$  pour une longueur de la cavité  $L$  peuvent être portées sur des diagrammes caractérisés comme suit :

tant que la longueur de la cavité n'a pas atteint une valeur limite, qui dépend du rubis considéré, les points expérimentaux se placent sur une courbe unique dite courbe limite. Pour des cavités plus longues, ces points se placeront sur un réseau de courbes qui peuvent être déduites, par une formule empirique, d'une même courbe dite courbe de référence. Toutes ces courbes croissent quand  $\Delta V$  augmente et tendent vers une valeur asymptotique notée  $r'_1(L)$ . Quand  $L$  varie, les points expérimentaux qui correspondent aux valeurs asymptotiques se placent sur une droite dite droite des paliers.

Courbe limite, courbe de référence et droite des paliers caractérisent le rubis utilisé. Pour les deux rubis la droite des paliers coupe l'axe des abscisses pour une même valeur de  $L$ ,  $L_0 = 275$  cm. Nos mesures montrent donc qu'il est possible de représenter quantitativement un rubis par son réseau de caractéristiques.

#### INTERPRETATION THEORIQUE DES RESULTATS.

Au début de notre travail, nous avons, à partir de l'équation de Kirchhoff, défini théoriquement les paramètres qui caractérisent une onde de Gauss. L'analyse de nos résultats expérimentaux montre que les ondes secondaires qui forment les anneaux non localisés sont des ondes de type "concentrique", c'est-à-dire très divergentes et qu'elles peuvent être pratiquement caractérisées par le seul paramètre  $D' = r'/\theta$ .

En ce qui concerne le faisceau principal  $D'$  reste constant pour des valeurs plus faibles que celles qui correspondent aux paliers des courbes  $\theta(\Delta V)$  et  $r'(\Delta V)$ . Enfin, pour les deux rubis étudiés on peut représenter les variations de  $D'$  pour les valeurs élevées de  $\Delta V$  qui correspondent à  $\theta' = \text{Cte}$  par la relation empirique :

$$D' = \sqrt{L_0 L + \frac{L^2}{4}} \quad (L_0 = 275 \text{ cm}) .$$

Nos résultats montrent que dans la plus grande partie de nos expériences l'amplitude lumineuse sur les bords du champ peut être négligée ; il est difficile d'admettre dans ces conditions que ce sont les pertes par diffraction qui déterminent l'établissement d'un régime stationnaire comme le suppose la théorie de Fox et Li qui néglige en outre le rôle du milieu amplificateur.

Quant à la théorie des oscillations multimodes, elle admet que la divergence est liée à l'apparition d'ondes stationnaires pour les modes transversaux d'ordre élevé, du fait des réflexions des ondes associées à ces modes sur les faces latérales de la cavité. Cette théorie suppose que ces faces sont réfléchissantes alors que ce n'est pas le cas dans nos expériences. Nous avons alors repris la théorie de la propagation des ondes dans une cavité optique en tenant compte des propriétés du milieu rubis placé entre les miroirs plans.

Pour relier les paramètres de l'onde associée au faisceau principal aux propriétés du milieu actif nous avons admis que dans le rubis l'indice de réfraction et le pouvoir amplificateur (qui correspond à un indice imaginaire) variaient avec la distance  $r$  à l'axe de symétrie du barreau. Le rôle du rubis dans la cavité est alors schématisé par un facteur complexe  $Y$  qui caractérise les propriétés focalisantes et amplificatrices du milieu actif. Le paramètre  $Y$  fait correspondre l'amplitude  $u_i$  de l'onde incidente à l'amplitude  $u_t$  de l'onde transmise par le rubis :  $u_t = Yu_i$ .

On dira que l'on observe un état pseudo-stationnaire quand les ondes sur les miroirs terminaux de la cavité ont (au pouvoir réflecteur près) les mêmes paramètres. Nous avons pu alors relier les variations de l'indice complexe en fonction de la distance  $r$  à l'axe à la longueur  $L$  de la cavité optique et à l'excitation  $\Delta V$ .

Au cours d'un spike l'excitation du milieu actif varie rapidement avec le temps et en fin de spike l'indice réel de réfraction est uniforme alors que le pouvoir amplificateur du milieu est encore notable. C'est à ce moment que l'on peut observer les anneaux d'interférence autour du faisceau principal.

Il reste à expliquer comment il se crée dans le rubis une répartition radiale des indices alors que le pompage peut être considéré comme uniforme dans le volume actif. Nous avons admis que l'énergie peut être encagée dans la partie centrale du barreau par un mécanisme analogue à celui que l'on observe dans le phénomène de "diffusion multiple". Nous nous proposons d'étudier

ultérieurement ce mécanisme en détail. L'hypothèse de la répartition radiale des indices nous a également permis d'expliquer le décalage que l'on observe entre les courbes théoriques et expérimentales qui caractérisent le retard à l'amorçage des spikes dans le rubis pour des excitations croissantes.

En résumé nous avons dans ce travail précisé le comportement très particulier des lasers à rubis à faces terminales réfléchissantes ou à miroirs plans extérieurs.

Nous avons tracé pour la première fois les réseaux complets et détaillés des caractéristiques, tout au moins pour le mode fondamental  $TEM_{00}$ . Leur étude a permis de classer les résultats expérimentaux et de les comparer aux théories proposées antérieurement dans la littérature. Les désaccords ainsi constatés nous ont conduit à proposer une théorie originale qui rend correctement compte de l'ensemble des observations et qui met en évidence une répartition radiale de l'indice complexe du milieu actif lors de l'émission d'un spike.

Ces divers résultats conduisent à une meilleure compréhension de l'émission laser du rubis ; nous pensons qu'ils peuvent servir de guide pour l'étude d'autres lasers à solide que le rubis, et cette étude fera l'objet de nos recherches ultérieures.

^^^



## BIBLIOGRAPHIE -

- (1) - LEVINE - Lasers. 1er Chapitre par EVTUHOV et NEELAND. Marcel Dekker Ne. New-York (1966).
- (2) - MAIMAN et autres - Phys. Rev. 123(1961) p. 1151.
- (3) - HUBBARD et FISHER - Applied Optics. 3 (1964) p. 1499.
- (4) - ROSS - Lasers, lights amplifiers and oscillators. Chap.14. Academic Press London - New-York (1969).
- (5) - GEUSIC et autres - Quantum electronics - II p. 1211 Guvet et Bloembergen Col. Univ. Press (1964).
- (6) - BENET - Thèse de spécialité. Montpellier (1972).
- (7) - CONGLETON et autres - Quantum electronics. III p.1415 Guvet et Bloembergen Col. Univ. Press (1964).
- (8) - KOEGLNIK et LI - Applied Optics. 5 (1966) p. 1550.
- (9) - BERTOLOTTI - Nuovo Cimento. 32 (1964) p. 1242.
- (10) - BYKOV et VAINSHTEIN - J.E.T.P. 47 (1964) p. 508.
- (11) - MACKE - Journal de Phys. Appl. 26 (1965) p. 104 A.
- (12) - KAHN - Appl. Optics. 4 (1965) p. 758.
- (13) - ROIG et FESQUET - C.R. Acad. Sc. 264 (1967) B. p.1343.
- (14) - FESQUET et ROIG - C.R. Acad. Sc. 266 (1968) B. p. 485.
- (15) - BORN et WOLF - Principles of optics. Pergamon Press (1964).
- (16) - ABELLA et TOWNES - Nature. 192 (1961) p. 957.
- (17) - WAGNER et BIRNBAUM - J. of applied Phys. 32 (1961) p. 1185.
- (18) - STOICHEFF et SZABO - Applied optics. 2 (1963) p. 811.
- (19) - SHIMODA - Japanese Journal of applied phys. 2 (1963) p. 445.
- (20) - STICKLEY - Applied optics. 2 (1963) p. 867.
- (21) - BULABOIS - Thèse 3<sup>o</sup> Cycle. Besançon (1963).
- (22) - NAVAS - D.E.S. Montpellier (1968).
- (23) - TOLANSKI - An introduction to interferometry. Longmans p. 191.
- (24) - BROSSEL - Proc. Phys. Soc. 59 (1947) p. 224.
- (25) - FESQUET, ROIG, NAVAS - C.R. Acad. Sc. 271 (1970) p. 773.
- (26) - FESQUET et ROIG - C.R. Acad. Sc. 273 (1971) p. 177.
- (27) - AEBISCHER - N. Revue d'Opt. Appl. 2 (1971) p. 351.
- (28) - BORIE, DURAND, ORSZAG - R. d'Opt. 42 (1963) p. 21.
- (29) - MAS, ROIG et FOURNOUT - C.R. Acad. Sc. 265 (1967) p. 907.

- (30) - BONDARENKO - Soviet Physic J.E.T.P. 19 (1964) p. 1016.
- (31) - FRANÇON - Holographie - Atlas des phénomènes optique, Springer (1962)
- (32) - MIYAMOTO et YASUURA - Applied Optics. 10 (1971) p. 161.
- (33) - MIYAMOTO - Applied Optics. 11 (1972) p. 2040.
- (34) - KOGELNIK - Bell System. Tech. Jour. 44 (1965) p. 455.
- (35) - FESQUET, IRLA, ROIG - Applied Optics **121(1973) p. 2556.**
- (36) - EVTUHOV et NEELAND - Quantum electronics. Col. Univ. Press. p. 1405.
- (37) - Mc.KLUNG et HELLWARTH - Proc. IEEE. 46 (1963) p.
- (38) - BORTFELD et autres - J. Appl. Phys. 35 (1964) p. 2267.
- (39) - WAYMANT - Appl. Optics. 4 (1965) p. 1648.
- (40) - WINER - Applied Optics. 5 (1966) p. 1437.
- (41) - AVIZONIS et autres - Rev. of Sc. Instruments. 38 (1967) p. 331.
- (42) - Mc.MAHON - Applied optics. 6 (1967) p. 2191.
- (43) - KELLINGTON et KATZMAN - J. Applied phys. 36 (1965) p. 2910.
- (44) - LISITSA et autres - U.D.C. (1964) p. 41.
- (45) - EVTUHOV et NEELAND - Applied optics. 1 (1962) p. 517.
- (46) - BOYD et GORDON - Bell. System. Tech. J. 40 (1961) p. 489.
- (47) - LEONTOVICH et VEDUTA - Sov. Phys. J.E.T.P. 19 (1964) p. 51.
- (48) - ANAN'EV, MAC, SIDOV - Sov. Phys. J.E.T.P. 25 (1967) p.6.
- (49) - BBRGER, FESQUET, ROIG - C.R. Acad. Sc. 270 (1970) p. 733.
- (50) - FESQUET, IRLA, DEJARDIN - C.R. Acad. Sc. 276 (1973) p. 429.
- (51) - FOX et LI - Bell. Syst. Tech. J. 40 (1961) p. 453.
- (52) - BERGSTEIN et SCHACHTER - J.O.S.A. 54 (1964) p. 887.
- (53) - BERGSTEIN et MAROM - J.O.S.A. 56 (1966) p. 16.
- (54) - KASTLER - Thermodynamique. Masson.
- (55) - STATZ et DE MARS - Quantum Electronics Col. Univ. Press.(1960) p. 531.
- (56) - DUNSMUIR - Electronics and Control X. 6 (1961) p. 453.
- (57) - K.GURS - Naturforsch. 17a (1962) p. 990.
- (58) - K.GURS - Naturforsch. 18a (1963) p. 510.
- (59) - ROSS - Naturforsch. 19a (1964) p. 421.
- (60) - STATZ et TANG - J. of Appl. Phys. 34 (1963) p. 2289.
- (61) - STATZ et TANG - J. of Appl. Phys. 35 (1964) p. 1377.
- (62) - LIVSHITZ et TSIKUNOV - Sov. Phys. J.E.T.P. 22 (1966) p. 1260.
- (63) - ROSS - Lasers, lights amplifiers and oscillators. Chap.14. Acad. Press. London. New York (1969) p. 284.
- (64) - KASTLER - Optique (Masson) p. 974.
- (65) - KASTLER - Optique (Masson)p. 951.
- (66) - ROSS (voir référence 63) p. 299.

- (67) - LIVSHITZ et TSIKUNOV - Sov. Phys. Doklady. 10 (1965) p. 446.
- (68) - STATZ, TANG, LAVIN - J. of Appl. Phys. 35 (1964) p. 2581.
- (69) - LIVSHITZ, STOLYAROV, TSIKUNOV - Sov. Phys. Doklady. 11 (1966) p. 412.
- (70) - LIVSHITZ et TSIKUNOV - Sov. Phys. Doklady. 10 (1966) p. 745.
- (71) - LIVSHITZ et TSIKUNOV - Sov. Phys. J.E.T.P. 25 (1965) p. 975.
- (72) - LIVSHITZ - Sov. Phys. Uspekhi. 12 (1969) p. 430.
- (73) - ANAN'EV - Sov. Phys. Uspekhi. 14 (1971) p. 197.
- (74) - ANAN'EV - Sov. Phys. Tech. Phys. 12 (1967) p. 97.
- (75) - LYUBIMOV - Optika y spektroskopiya. 21 (1966) p. 224.
- (76) - FESQUET, ROIG - C.R. Acad. Sc. 272 (1971) p.1414.
- (77) - BLUME et TITTLE - Applied optics. 3 (1964) p. 527.
- (78) - VEDUTA et autres - Sov. Phys. J.E.T.P. 21 (1965) P.59.
- (79) - WELLING et BICKART - J.O.S.A. 56 (1966) p. 611.
- (80) - SIMS, STEIN, ROTH - Appl. Optics. 5 (1966) p. 521.
- (81) - SEYNOUR et EPSTEIN - J. of Appl. Phys. 38 (1967) p. 2715.
- (82) - CABEZAS et autres - Applied optics. 5 (1966) p. 647.
- (83) - APLET et autres - Applied phys. Letters. 8 (1966) p. 71.
- (84) - FRICKE - Applied optics. 9 (1970) p. 2045.
- (85) - TOWNSENS - Applied phys. letters. 7 (1965) p.94.
- (86) - MIKAELIAN - Sov. Phys. J.E.T.P. 28 (1969) p. 886.
- (87) - PASTEUR - Thèse. Besançon (1970).
- (88) - RIEDEL et BALDWIN - J. of Appl. Phys. 38 (1967) p. 2720.
- (89) - BALDWIN et RIEDEL - J. of Appl. Phys. 38 (1967) p. 2726.
- (90) - STICKLEY - J. of Quantum elec. 9 (1966) p. 511.
- (91) - CAGNAC - Physique atomique. T.1. Dunod.
- (92) - HOLSTEIN - Physical Review. 83 (1951) p. 1159.
- (93) - FESQUET, BENET, IRLA, ROIG - C.R. Acad. Sc. 276 (1973) p. 595.
- (94) - DELCROIX et Coll. - C.R. Acad. Sc. 270-B (1970) p. 347.



## TABLE DES MATIERES -

|                                                                                                                                                                          |    |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| - Introduction .....                                                                                                                                                     | 1  |
| - PREMIERE PARTIE - Caractères généraux d'un laser à rubis et d'une onde progressive de Gauss.<br>Généralités.                                                           |    |
| 1.- Le milieu amplificateur .....                                                                                                                                        | 7  |
| 2.- Le système de pompage .....                                                                                                                                          | 10 |
| 3.- Les cavités résonantes .....                                                                                                                                         | 11 |
| 4.- Description qualitative du faisceau laser .....                                                                                                                      | 14 |
| - Chapitre 1 - Propagation d'une onde progressive de Gauss à l'intérieur d'une cavité de Pérot-Fabry. Définitions des paramètres caractéristiques.                       |    |
| 1.- L'intégrale générale .....                                                                                                                                           | 15 |
| 2.- Etude de l'onde progressive de Gauss .....                                                                                                                           | 19 |
| 3.- Application de la théorie de l'onde progressive au cas du Pérot-Fabry plan .....                                                                                     | 25 |
| - DEUXIEME PARTIE - Etude de la figure d'interférence qui entoure le faisceau principal.                                                                                 |    |
| - Chapitre 2 - Etude expérimentale des anneaux d'interférence localisés au voisinage du faisceau principal.                                                              |    |
| 1.- Anneaux d'interférence donnés par un barreau rubis dont les faces terminales sont réfléchissantes .....                                                              | 30 |
| 2.- Figure d'interférence donnée par un laser à rubis équipé de miroirs plans extérieurs .....                                                                           | 31 |
| 3.- Conclusion .....                                                                                                                                                     | 36 |
| - Chapitre 3 - Mécanisme de la formation des anneaux non localisés d'un laser à rubis équipé d'une cavité à miroirs plans.                                               |    |
| 1.- Figure d'interférence donnée par un interféromètre de Pérot-Fabry éclairé par une source ponctuelle .....                                                            | 39 |
| 2.- Mécanisme de la formation des anneaux observés au voisinage du faisceau principal émis par un laser à rubis équipé d'une cavité de Pérot-Fabry à miroirs plans ..... | 52 |
| - TROISIEME PARTIE - Etude expérimentale du faisceau principal.                                                                                                          |    |
| - Chapitre 4 - Les méthodes interférométriques.                                                                                                                          |    |
| 1.- Diffusion de l'onde laser sur un défaut ponctuel .....                                                                                                               | 60 |
| 2.- Interféromètre adapté à la détermination de la phase d'un faisceau de Gauss .....                                                                                    | 61 |
| 3.- Application à l'étude de la phase du faisceau émis par un laser à rubis .....                                                                                        | 67 |
| 4.- Interféromètre à deux doublets afocaux .....                                                                                                                         | 69 |

|                                                                                                                                                                                         |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| - Chapitre 5 - Méthode microphotométrique.                                                                                                                                              |     |
| 1.- Définition expérimentale de la divergence .....                                                                                                                                     | 73  |
| 2.- Références bibliographiques .....                                                                                                                                                   | 74  |
| 3.- Méthode expérimentale .....                                                                                                                                                         | 75  |
| 4.- Remarques générales sur les relevés des profils des taches ;<br>précision des mesures .....                                                                                         | 78  |
| - Chapitre 6 - Réseaux de caractéristiques des rubis, (méthode micro-<br>photométrique).                                                                                                |     |
| 1.- Etude de la divergence, résultat des mesures .....                                                                                                                                  | 81  |
| 2.- Résultats des mesures des largeurs de taches sur le miroir de<br>sortie .....                                                                                                       | 87  |
| 3.- Etude des sections du faisceau à des distances croissantes du<br>miroir de sortie .....                                                                                             | 106 |
| - Chapitre 7 - Discussion des résultats des mesures. Forme de l'onde<br>émise par un laser à rubis équipé de miroirs plans .                                                            |     |
| 1.- Comparaison de nos mesures avec les résultats antérieurs .....                                                                                                                      | 111 |
| 2.- Relation entre $r'$ et $\theta$ ; résultats des mesures .....                                                                                                                       | 113 |
| 3.- Relation entre $D'$ asymptotique et la longueur de la cavité .....                                                                                                                  | 115 |
| 4.- Conclusion .....                                                                                                                                                                    | 118 |
| - QUATRIEME PARTIE - Etude théorique de la propagation des ondes dans<br>un laser à rubis équipé d'une cavité P.F.p.                                                                    |     |
| - Chapitre 8 - Etude critique du modèle de Fox et Li - cavité inactive.                                                                                                                 |     |
| 1.- Rappel du calcul .....                                                                                                                                                              | 123 |
| 2.- Les solutions numériques .....                                                                                                                                                      | 125 |
| 3.- Distribution de l'intensité lumineuse dans le plan focal d'une<br>lentille mince ; évaluation théorique de la divergence du faisceau<br>laser : comparaison avec l'expérience ..... | 127 |
| 4.- Critique des résultats de Fox et Li dans le cas du rubis .....                                                                                                                      | 129 |
| - Chapitre 9 - Cavités actives à constantes uniformément réparties :<br>équation d'évolution, systèmes multimodes.                                                                      |     |
| 1.- Introduction .....                                                                                                                                                                  | 131 |
| 2.- Description du mécanisme de l'effet laser dans le rubis .....                                                                                                                       | 132 |
| 3.- Les équations d'évolution du laser à rubis dans le cas où on ne<br>tient pas compte de la distribution de l'énergie dans les diffé-<br>rents modes .....                            | 132 |
| 4.- Equations d'évolution ; oscillations multimodes .....                                                                                                                               | 138 |
| 5.- Conclusion .....                                                                                                                                                                    | 143 |
| - Chapitre 10 - Détermination d'un fonctionnement stationnaire lié aux<br>propriétés du milieu actif.                                                                                   |     |
| 1.- Hypothèses de calcul .....                                                                                                                                                          | 147 |
| 2.- Conditions d'établissement d'un régime pseudo-stationnaire .....                                                                                                                    | 151 |
| 3.- Etude de la distance focale $L_1$ .....                                                                                                                                             | 153 |
| 4.- Etude de la distribution d'amplitude dans l'onde sur le miroir<br>de sortie .....                                                                                                   | 159 |
| 5.- Calcul du pouvoir amplificateur .....                                                                                                                                               | 160 |

|                                                                                                       |     |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 6.- Indice complexe. Signification des paramètres $a, b, Y_0$ .....                                   | 164 |
| 7.- Inhomogénéité de la répartition des états excités et<br>temps d'amorçage d'un laser à rubis ..... | 171 |
| 8.- Faisceau principal et anneaux non localisés .....                                                 | 177 |
| - Conclusion .....                                                                                    | 179 |
| - Bibliographie .....                                                                                 | 185 |

~~~~~